



Construction d'une nouvelle expérience pour l'étude de gaz quantiques dégénérés des réseaux optiques, et étude d'un système d'imagerie super-résolution

Hugo Salvador Vasquez Bullon

► To cite this version:

Hugo Salvador Vasquez Bullon. Construction d'une nouvelle expérience pour l'étude de gaz quantiques dégénérés des réseaux optiques, et étude d'un système d'imagerie super-résolution. Autre. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0035 . tel-01347611

HAL Id: tel-01347611

<https://theses.hal.science/tel-01347611>

Submitted on 21 Jul 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ « Laser, Matière, nanosciences »

Par **Hugo Salvador VÁSQUEZ BULLÓN**

**Construction d'une nouvelle expérience pour
l'étude de gaz quantiques dégénérés dans des
réseaux optiques, et étude d'un système
d'imagerie à super-résolution**

Directeur de thèse : **Philippe BOUYER**
Co-encadrant de thèse : **Simon BERNON**

Soutenue le 29 février 2016

Membres du jury :

M. Thomas BOURDEL,
M. Vincent BOYER,
M. Jérôme CAYSSOL,
M. Jean-François CLÉMENT,
Mlle. Leticia TARRUELL,

Chargé de recherche HDR
Professeur des universités
Professeur des universités
Maître de conférences
Chargée de recherche

Rapporteur
Rapporteur
Président
Examineur
Membre invité

Titre : Construction d'une nouvelle expérience pour l'étude de gaz quantiques dégénérés dans des réseaux optiques, et étude d'un système d'imagerie à super-résolution.

Résumé : Depuis quelques temps, les physiciens théoriciens de la matière condensée sont confrontés à un problème majeur : la puissance de calcul nécessaire pour simuler numériquement et étudier certains systèmes à N corps est insuffisante. Comme le contrôle et l'utilisation des systèmes d'atomes ultra-froids se sont développés de manière importante, principalement durant les deux dernières décennies, nous sommes peut-être en mesure de proposer une solution alternative : utiliser des atomes ultra-froids piégés dans des réseaux optiques en tant que simulateur quantique. En effet, la physique des électrons se déplaçant sur la structure cristalline d'un solide, ainsi que celle des atomes piégés dans des réseaux optiques, sont toutes les deux décrites par le même modèle de Fermi-Hubbard, qui est une représentation simplifiée du comportement des fermions sur un réseau périodique. Les simulateurs quantiques peuvent donc simuler des propriétés électriques des matériaux, telles que la conductivité ou le comportement isolant, et potentiellement aussi des propriétés magnétiques telles que l'ordre antiferromagnétique.

L'expérience AUFRONS, sur laquelle j'ai travaillé pendant mon doctorat, a pour but d'étudier la physique des fermions fortement corrélés, avec un simulateur quantique basé sur l'utilisation d'atomes ultra-froids de rubidium 87 et de potassium 40, piégés dans le potentiel nanostructuré des réseaux optiques bidimensionnels, générés en champ proche. Pour détecter la distribution atomique à d'aussi courtes distances, nous avons développé une technique d'imagerie novatrice, qui nous permettra de contourner la limite de diffraction. Une fois terminé, notre système d'imagerie pourrait potentiellement détecter et identifier des sites individuels du réseau optique sub-longueur d'onde.

Dans ce manuscrit, je décris le travail que j'ai effectué pour construire l'expérience AUFRONS, ainsi que l'étude de faisabilité que j'ai réalisée pour la technique d'imagerie à super-résolution.

Mots clés : Atomes froids, imagerie, super-résolution, limite de diffraction, simulateur quantique

Title : Construction of a new experiment for studying degenerated quantum gases in optical lattices, and study a of a super resolution imaging system.

Abstract : For some time now, theoretical physicists in condensed matter face a major problem: the computing power needed to numerically simulate and study some interacting many-body systems is insufficient. As the control and use of ultracold atomic systems has experimented a significant development in recent years, an alternative to this problem is to use cold atoms trapped in optical lattices as a quantum simulator. Indeed, the physics of electrons moving on a crystalline structure of a solid, and the one of trapped atoms in optical lattices are both described by the same model, the Fermi-Hubbard model, which is a simplified representation of fermions moving on a periodic lattice. The quantum simulators can thus reproduce the electrical properties of materials such as conductivity or insulating behavior, and potentially also the magnetic ones such as antiferromagnetism.

The AUFRONS experiment, in which I worked during my PhD, aims at building a quantum simulator based on cooled atoms of ^{87}Rb and ^{40}K trapped in near field nanostructured optical potentials. In order to detect the atom distribution at such small distances, we have developed an innovative imaging technique for getting around the diffraction limit. This imaging system could potentially allow us to detect single-site trapped atoms in a sub-wavelength lattice.

In this thesis, I introduce the work I have done for building the AUFRONS experiment, as well as the feasibility study that I did for the super-resolution imaging technique.

Keywords : Cold atoms, imaging, super resolution, diffraction limit, quantum simulator

Unité de recherche

**Institut d'Optique d'Aquitaine (IOA)
Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N)**

UMR CNRS 5298, 33400 Talence, France

Remerciements

Pendant les trois ans et demi qu’a duré ma thèse, nombreuses ont été les personnes que j’ai croisé sur mon chemin, et qui à un moment ou à un autre ont apporté leur grain à la réalisation de ce projet, que ce soit sous la forme d’encouragements, d’aide, ou de discussions sur la physique, parfois un peu philosophiques.

Dans cette longue liste, la première personne que je voudrais remercier est mon directeur de thèse et directeur du Laboratoire Photonique, Numérique, Nanosciences, Philippe Bouyer. Merci Philippe de m’avoir donné l’opportunité de découvrir ce passionnant monde des atomes froids, dans un environnement de travail très enrichissant intellectuellement parlant. Merci aussi de m’avoir poussé vers l’avant tout au long de ma thèse, et d’être resté optimiste malgré les différents contretemps techniques.

Je voudrais également remercier les membres de mon jury de soutenance, pour leur temps consacré à l’analyse et à la critique de mes travaux de thèse. Merci à Thomas Bourdel et à Vincent Boyer pour avoir accepté d’être les rapporteurs de ce manuscrit, vos remarques ont été pertinentes et constructives. Merci également à Jérôme Cayssol et à Jean-François Clément, qui ont bien voulu exercer le rôle d’examinateurs, ainsi que pour vos discussions. La dernière personne du jury de ma soutenance était Leticia Tarruell, avec laquelle j’avais démarré ce projet trois ans et demi plus tôt, lorsqu’elle faisait partie de l’équipe fondatrice du laboratoire. Merci Leticia pour avoir encadré mes premiers pas dans la recherche scientifique, pour ton enthousiasme et ton énergie, fondamentaux dans ce métier de chercheur.

Simon Bernon est arrivé au laboratoire pour prendre en charge l’équipe AUFRONS, quelques mois après le départ de Leticia Tarruell, lorsque j’étais le seul membre de l’équipe. Cela a donc été avec un grand enthousiasme que nous avons commencé à travailler ensemble. Il a toujours su se rendre disponible pour discuter, tant sur le travail quotidien nécessaire pour l’avancement du projet, que sur l’éclaircissement des buts scientifiques à long terme, et ce malgré le fait qu’il a dû partager son temps avec des heures d’enseignement. C’est en grande partie grâce à lui et à ses idées que l’expérience est arrivée à son état d’avancement actuel. Je voudrais donc te remercier Simon pour ton implication sur l’expérience, pour m’avoir donné la motivation nécessaire pour arriver au bout de ma thèse, et également pour toutes les discussions que nous avons eu, en incluant celles (nombreuses) pour la correction de mon manuscrit. Je te souhaite beaucoup de bonheur pour la suite, tant au niveau professionnel que personnel.

Jin Yi Zhang est la troisième personne à avoir rejoint AUFRONS, à peu près à la moitié de ma thèse, en qualité de post-doctorant. Et pourtant, je trouve que son apport à l’expérience a été indispensable, grâce à son expérience dans la construction d’une autre expérience d’atomes froids en Chine. Ses compétences dans la physique du refroidissement d’atomes de manière générale, et dans l’électronique de contrôle en particulier, nous ont permis de résoudre de nombreux problèmes. C’est avec grand plaisir que j’ai travaillé avec Jin Yi au quotidien pendant la deuxième moitié de ma thèse, où nous avons eu l’opportunité de partager de nombreuses heures d’optimisation de l’expérience. Merci Jin Yi pour

avoir pris le temps de répondre à mes questions et de me transmettre tes connaissances sur les systèmes atomiques dilués. Je te souhaite d'être heureux avec ta petite famille à ton retour en Chine.

Pendant le temps qu'a duré ma thèse, deux autres personnes ont rejoint l'équipe AU-FRONS : Caroline Busquet et Maxime Bellouvet. D'abord en tant que stagiaires, puis comme doctorants, ils ont très bien su s'intégrer à l'équipe. C'est maintenant à eux que revient la responsabilité de faire avancer l'expérience, et je suis certain qu'ils arriveront à obtenir d'excellents résultats, compte tenu de leurs qualités professionnelles et humaines. Je vous souhaite du courage et de la motivation pour continuer vos thèses respectives.

Lorsque j'ai commencé ma thèse, le laboratoire venait de se former et ne disposait pas encore de son bâtiment actuel. J'ai donc démarré mes travaux au le sous-sol d'un bâtiment d'accueil de l'université de Bordeaux. À ce moment là, l'intégralité du personnel du laboratoire se comptait sur les doigts de la main, et une bonne partie d'entre nous partageait l'espace de travail au sous-sol. C'est ainsi que j'ai eu mes premiers contacts avec les autres doctorants en atomes froids de l'époque : Etienne Cantin, en première année à l'expérience BIARO, et Pierre-Alain Gominet, en deuxième année à l'expérience ICE. C'est avec eux que j'ai passé la majorité de mon temps libre, que ce soit pour découvrir la ville (et les bars) de Bordeaux, pour faire des soirées rhum et jeux de société, ou encore pour jouer au foot le jeudi midi. Je vous remercie pour les nombreux et bons moments que nous avons passés ensemble. C'est aussi pendant ce temps-là que j'ai fait la connaissance de Brynle Barret, post-doc canadien sur ICE, avec qui j'ai tout de suite sympathisé, provenant tous deux du même continent. C'est en grande partie grâce aux conversations que nous avons eues que mon niveau d'anglais s'est amélioré, je te remercie et te souhaite du bonheur avec Jackie et ton bébé Cameron.

Peu à peu, le nombre de membres du laboratoire s'est agrandi. Rien qu'en atomes froids, nous étions une quinzaine de personnes, entre stagiaires, doctorants, post-docs et chercheurs permanents. L'ambiance a toujours été très conviviale et agréable, et pour cela je remercie Sebastian, Isabelle, Laura, Laure, Grigor, Grégoire, Margaux, Deepak, Jonathan, Sophie, Andrea, Baptiste et Benjamin. De la même manière, j'ai eu l'opportunité de côtoyer des gens d'autres groupes du laboratoire, avec qui j'ai pu avoir des discussions sur tout et n'importe quoi. Je remercie Chiara, Pierre-Alain, Bin, Morgane, Shelvon, Jianyi, Dan, Jean-Baptiste, Kevin, Laurent et Philippe. Je voudrais en plus faire une mention spéciale à Rémi, qui m'a aidé à trouver un appartement. Merci Rémi pour m'avoir permis de devenir ton voisin pendant trois ans.

Les ateliers de mécanique et d'électronique du laboratoire ont été installés au cours de ma thèse, apportant ainsi un soutien technique important dans la réalisation de toutes les expériences. Je voudrais ainsi remercier Jean-Hugues, Jérémie, Giorgio et Philippe, qui ont été les personnes qui m'ont apporté de l'aide et du conseil technique dans la réalisation de mes différents projets de mécanique et d'électronique.

L'engrenage indispensable pour le bon fonctionnement du laboratoire est sans doute le service d'administration. En passant par la gestion du personnel, des commandes et des dossiers, c'est un travail qui est digne d'une grande reconnaissance, puisque sans le personnel de l'administration, peu de temps resterait aux chercheurs pour faire de la recherche. C'est pour cette raison que j'aimerais remercier Stéphanie, Sylvie, Laurent, Jacky et Fabien, qui a en plus été la première personne que j'ai rencontré au laboratoire, et avec qui j'ai eu des longs débats au sujet d'une certaine fin du monde causée par des zombies, ainsi que sur l'actualité du football français, et surtout bordelais (vive les girondins!).

Une thèse c'est un projet long qui requiert de l'endurance. Pour moi, cela aurait certainement été beaucoup plus difficile à accomplir si je n'avais pas eu le soutien de mes

proches, de mes amis et de ma famille.

Merci à Sophie et Yseult pour vos précieuses relectures et corrections d'orthographe de mon manuscrit, sans lesquelles il aurait ressemblé plus à du fragnol qu'à du français. Merci à Aafke, Simon, Florian, mon tocayo Hugo, Alix, Bernardo, David, Philip et Louis pour être venus me supporter pour ma soutenance. Merci à ma copine Julie pour avoir été compréhensive et m'avoir supporté pendant la rédaction, chose qui n'a pas dû être facile.

Merci à mon père Segundo et à ma mère Yolanda qui ont toujours cru en moi et qui m'ont donné l'opportunité de venir faire de longues études en France, de l'autre côte de la flaque qui la sépare de mon natal Pérou.

Merci surtout à mon grand père, Víctor Hugo Bullón. Pendant le temps que nous avons partagé sur cette terre, tu es devenu ma source d'inspiration et tu le resteras pour toujours.

A Víctor Hugo Bullón, mi recordado abuelo.

Table des matières

Introduction	1
0.1 Références	6
1 Atomes froids et réseaux optiques	9
1.1 Atomes ultrafroids	11
1.1.1 Que sont les atomes ultrafroids ?	11
1.1.2 À quoi peuvent-ils servir ?	13
1.2 Refroidissement par lumière laser	14
1.2.1 Pression de radiation	14
1.2.2 Refroidissement Doppler	15
1.2.3 Limite du refroidissement Doppler	17
1.3 Refroidissement sub-Doppler	18
1.3.1 Définition de température	19
1.3.2 Effet Sisyphe	20
1.3.3 Configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$	22
1.3.4 Configuration $\sigma^+ \sigma^-$	24
1.4 Piège Magnéto-Optique	25
1.4.1 Taux de chargement	25
1.4.2 Pertes	27
1.5 Pièges conservatifs	28
1.5.1 Piège dipolaire optique	28
1.5.2 Piège magnétique	30
1.6 Refroidissement par évaporation dans un piège conservatif	34
1.6.1 Principe	34
1.6.2 Densité dans l'espace des phases	36
1.6.3 Bonnes et mauvaises collisions	36
1.6.4 Maximisation de la densité dans l'espace des phases	37
1.7 Piège hybride magnétique-optique	38
1.7.1 Principe	38
1.7.2 Prévisions théoriques	39
1.8 Réseaux optiques	42
1.8.1 Potentiels optiques	42
1.8.2 Ressemblance avec les réseaux cristallins	43
1.8.3 Atomes froids dans des réseaux optiques	45
1.8.4 Pourquoi réduire la distance inter-site du réseau	49
1.9 Conclusions	51
1.10 Références	52

2	Dispositif expérimental pour le refroidissement d'atomes	57
2.1	Espèces atomiques	58
2.1.1	Rubidium 87	59
2.1.2	Potassium 40	60
2.2	Génération des fréquences optiques	61
2.2.1	Contraintes et besoins pour le système laser	62
2.2.2	Choix des longueurs d'onde et nombre de lasers	64
2.2.3	Description du système laser	66
2.2.4	Référence de fréquence	72
2.2.5	Banc optique	73
2.3	Système d'enceintes à vide	80
2.3.1	Enceinte pour 2DMOT	80
2.3.2	Enceinte principale	82
2.4	Système de contrôle	86
2.4.1	Séquenceur	87
2.4.2	Logiciel de contrôle	87
2.5	Détection	88
2.5.1	Imagerie par absorption	89
2.5.2	Caractérisation du nuage atomique	90
2.5.3	Système optique et caméra	92
2.5.4	Séquence temporelle	92
2.6	Optimisation du nuage d'atomes ultra froids	93
2.6.1	Piège magnéto-optique à 2D	94
2.6.2	Piège magnéto-optique à 3D	95
2.6.3	Piège magnéto-optique compressé	97
2.6.4	Mélasses optiques	99
2.6.5	Piège hybride magnétique-optique	99
2.7	Conclusions	106
2.8	Références	107
3	Imagerie sub-longueur d'onde	109
3.1	Imagerie et limite de résolution	111
3.1.1	Contexte	111
3.1.2	Limite de diffraction et fonction d'étalement du point	114
3.2	Effet Stark	116
3.2.1	Description théorique	116
3.2.2	Atome à deux niveaux	117
3.2.3	Atome multiniveaux	119
3.3	Déplacement lumineux différentiel et imagerie sub-longueur d'onde	119
3.3.1	Activation sélective des sites du réseau	119
3.3.2	Mécanismes dans la structure électronique du ^{87}Rb	121
3.3.3	Coefficients de couplage	123
3.3.4	Intensité des lasers	124
3.3.5	Amplitude du déplacement lumineux différentiel	125
3.3.6	Repompage des atomes vers les sites activés	127
3.3.7	Périodicité des sites détectés	128
3.3.8	Influence de la phase spatiale entre les lasers	130
3.3.9	Extension spatiale de la distribution atomique dans un site du réseau	134
3.4	Détails du montage expérimental	140

3.4.1	Lasers	140
3.4.2	Banc optique	141
3.4.3	Objectif et caméra CCD	141
3.5	Prévisions sur la performance du système	148
3.5.1	Nombre de photons détectables et rapport signal à bruit	148
3.5.2	Diffusion de photons et mouvement des atomes	152
3.5.3	Stabilité des réseaux optiques	156
3.5.4	Localisation des sites du réseau optique	159
3.6	Conclusions et perspectives	164
3.7	Références	165
	Conclusions et perspectives	169

Liste des figures

1.1	Séquence de refroidissement.	13
1.2	Principe pression de radiation	15
1.3	Accélération due à la pression de radiation.	16
1.4	Somme des forces de pression de radiation.	17
1.5	Coefficients de Clebsch-Gordan pour transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$	20
1.6	Coefficients Clebsch-Gordan pour la transition $F=1/2 \rightarrow F=3/2$	21
1.7	Principe du refroidissement Sisyphes.	21
1.8	Configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$	22
1.9	Force visqueuse du refroidissement sub-Doppler.	23
1.10	Vitesse critique pour refroidissement Sisyphes.	23
1.11	Configuration $\sigma^+ \sigma^-$	24
1.12	Principe du piège magnéto-optique.	26
1.13	Piège dipolaire.	31
1.14	Piège quadripolaire.	33
1.15	Refroidissement par évaporation.	35
1.16	Potentiel hybride.	40
1.17	Fréquences de piégeage des pièges hybride et dipolaire.	41
1.18	Réseau optique.	44
1.19	Paramètres d'énergie atomique dans réseau optique.	47
1.20	Évolution de t et U en fonction de V_0	48
1.21	Diagramme de phase antiferromagnétique.	50
1.22	Variation de t et U en fonction de la distance inter-site du réseau.	51
2.1	Structure électronique rubidium 87	60
2.2	Structure électronique potassium 40	61
2.3	Pompage optique	64
2.4	Diagramme diodes laser	67
2.5	Spectre d'absorption saturée rubidium 87	68
2.6	Panneau frontal Julius	69
2.7	Distribution de la puissance du système Julius	70
2.8	Stabilité en puissance Julius.	71
2.9	Bâtement lasers M et S1 et S2.	71
2.10	Diagramme du principe de fonctionnement d'une DDS.	72
2.11	Diagramme fonctionnel du banc optique pour le refroidissement.	77
2.12	Photo du banc optique pour le refroidissement.	78
2.13	Chaîne d'alimentation RF pour AOMs	79
2.14	Calibration efficacité de diffraction AOM	79
2.15	Caractérisation des obturateurs mécaniques.	80
2.16	Diagramme 3DMOT	82

2.17 Temps de charge du 3DMOT.	83
2.18 Système d'enceintes à vide.	84
2.19 Bobines 3DMOT	85
2.20 Splitteur 2 vers 6.	86
2.21 Diagramme du système de détection.	92
2.22 Séquence de détection.	93
2.23 Séquence expérimentale du refroidissement.	94
2.24 Optimisation du courant des bobines 2DMOT.	95
2.25 Optimisation de la puissance du pousseur.	96
2.26 Optimisation du désaccord des faisceaux refroidisseurs du 3DMOT.	97
2.27 Optimisation du courant dans les bobines du MOT à 3D.	98
2.28 Optimisation du désaccord des faisceaux refroidisseurs pour le MOT com- pressé.	100
2.29 Optimisation du gradient du champ magnétique pour le MOT compressé. .	101
2.30 Optimisation du désaccord de la mélasse optique.	102
2.31 Séquence de piégeage et refroidissement évaporatif.	103
2.32 Durée de vie dans le piège magnétique.	104
3.1 Principe des techniques d'imagerie sub-longueur d'onde PALM et STORM .	113
3.2 Image et fonction d'étalement du point.	115
3.3 Effet Stark pour un atome à deux niveaux.	118
3.4 Détection d'atomes dans un réseau optique.	120
3.5 Configurations d'Effet Stark pour la transition d'imagerie.	121
3.6 Activation sélective des sites du réseau.	122
3.7 Longueurs d'onde des lasers et transitions atomiques.	123
3.8 Déplacement lumineux état $5S_{1/2}$	126
3.9 Effet Stark dans $5S_{1/2}$	126
3.10 Effet Stark dans l'état $5P_{3/2}$	127
3.11 Déplacement lumineux état $5P_{3/2}$	128
3.12 Repompage d'atomes pour être détectés.	129
3.13 Faisceaux 1064 nm et 1530 nm croisés	129
3.14 Périodicité 1064 nm - 1530 nm	131
3.15 Influence de la phase entre les faisceaux.	132
3.16 Distribution atomique pour $\varphi = 0$	133
3.17 Taux de population excité dans les sites du réseau pour des phases différentes.	134
3.18 Symétries spatiales entre les réseaux optiques.	135
3.19 Distribution atomique pour $\varphi = 3\pi/4$	136
3.20 Extension spatiale	136
3.21 $\delta\omega_{max}$ et $\delta\omega_{min}$	138
3.22 T vs $\delta\omega$	139
3.23 $\delta\omega$ et $\Delta\omega$ vs amplitude de modulation de l'état excité.	139
3.24 Montage du banc optique pour l'imagerie sub-longueur d'onde.	142
3.25 Banc optique pour imagerie sub-longueur d'onde	143
3.26 Caractérisation de l'objectif pour l'imagerie sub-longueur d'onde.	144
3.27 Mire utilisée pour la caractérisation de l'objectif.	145
3.28 Bruit de courant d'obscurité.	146
3.29 Linéarité avec le gain de la caméra EMCCD.	147
3.30 Linéarité temporelle de la caméra EMCCD.	147
3.31 Photons détectés vs ouverture numérique de l'objectif.	149

3.32 Intensité vs SNR	151
3.33 Ouverture numérique vs SNR	151
3.34 Distribution des atomes selon distance parcouru pour différents t_{im}	154
3.35 Éloignement final des atomes vs I_T^{sc} et t_{im}	155
3.36 Déplacement des nœuds dans une cavité optique.	158
3.37 Image simulée sans déplacement lumineux différentiel.	160
3.38 Image simulée avec déplacement lumineux différentiel et $\alpha = 0$	161
3.39 Simulation de l'activation sélective des sites.	162
3.40 Identification des sites voisins.	163

Liste des tableaux

2.1	Propriétés du rubidium 87 pertinentes pour le refroidissement laser	59
2.2	Propriétés du potassium 40 pertinentes pour le refroidissement laser.	61
2.3	Puissance et fréquences laser	65
3.1	Moment dipolaire des transitions sub-longueur d'onde	123
3.2	Valeurs possible de l'angle α entre les faisceaux.	130
3.3	Laser 1064 nm	140

Introduction

Une simulation est la représentation artificielle des résultats d'une action sur un système réel, sans réaliser des expériences sur ce dernier. Elle aboutit à la description des résultats comme si l'action s'était réellement déroulée. En modifiant certaines variables dans la simulation, il est ainsi possible de prédire le comportement futur du système simulé. De façon formelle, l'action de simuler a été définie par R.E. Shannon comme le processus de concevoir un modèle d'un système réel et de réaliser des expériences avec lui, en ayant pour finalité de comprendre le comportement du système ou d'évaluer de nouvelles stratégies -dans les limites imposées par un critère donné ou un ensemble de critères- pour le fonctionnement du système SHANNON [1975].

D'un point de vue historique, les simulations ont été utilisées par l'homme depuis l'aube des temps. Il est probable qu'une des premières tentatives de l'homme pour tirer profit de la simulation de son environnement, était la construction dans l'antiquité de certains complexes mégalithiques, tels que Stonehenge, qui aurait eu pour but de prédire les saisons HOSKIN [1999]. L'action de simuler pourrait même être intrinsèquement liée à la nature humaine, et s'agir d'un outil inhérent à la conscience. En effet, dans sa théorie spatio-temporelle de la conscience, M. Kaku définit cette dernière en termes de simulations : la conscience est le processus de création d'un modèle du monde, en utilisant des boucles de rétro-action sur plusieurs paramètres, comme la température, l'espace, le temps, ou la relation avec d'autres individus, de façon à accomplir un but précis KAKU [2014].

Dans les différents domaines scientifiques, des phénomènes aussi divers que les conditions météorologiques, des réactions chimiques, ou des processus biologiques peuvent être simulés. En théorie, n'importe quel phénomène qui peut être réduit à des données mathématiques et des équations, peut être simulé dans un ordinateur en utilisant des algorithmes. En plus d'imiter les phénomènes pour évaluer leur comportement dans différentes conditions, les simulations sont également utilisées pour tester de nouvelles théories. Après le codage d'une théorie de relations causales, le comportement du programme est comparé au phénomène réel. Si les résultats sont similaires, il y a de bonnes chances pour que les relations proposées soient correctes.

Le développement des ordinateurs et de la physique quantique survenu dans les dernières décennies, a permis une avancée scientifique et technique, grâce à laquelle l'homme en est venu à considérer la possibilité de l'existence d'une simulation digne des ouvrages de science-fiction les plus audacieux : que la réalité telle qu'il la perçoit, soit en fait une simulation numérique réalisée par nos descendants lointains dans une réalité d'un ordre plus élevé BOSTROM [2003], WESTERHOFF [2011]. Des films tels que *The Matrix* ou *Source code* ont démocratisé ces idées dans la culture populaire. Dans le premier film, des machines ayant de l'intelligence artificielle créées par l'homme dans le futur, acquièrent de la conscience et se révèlent contre leurs créateurs, les asservissant et les plaçant dans une simulation, appelée la matrice, dans laquelle les humains vivent comme au XXI^{ème} siècle, sans s'apercevoir de leur réalité. Dans le second film, un programme expérimental gou-

vernemental permet à des soldats entraînés d'intégrer une réalité simulant les derniers instants qui précèdent des attentats terroristes, ayant pour but de trouver un moyen de les prévenir.

Les hypothèses qui considèrent notre réalité comme une grande simulation, trouvent appui sur le fait que la physique quantique prédit que l'espace et le temps dans notre univers sont discrétisés, ayant pour plus petites valeurs la longueur et le temps de Planck, respectivement $l_p \simeq 1.61 \times 10^{-35}$ m et $t_p \simeq 5.39 \times 10^{-44}$ s. Dans cette réalité simulée, les quantas de temps et d'espace joueraient le rôle de "pixels". De nos jours, à l'aide d'ordinateurs à hautes performances (HPC pour *high-performance computer*), il est déjà possible de simuler la chromodynamique quantique dans des univers où le continuum d'espace-temps est remplacé par un réseau, dont les dimensions spatiales sont de l'ordre de 10^{-15} m, et dont la pixelisation ou la discrétisation est d'une fraction de cette valeur BEANE et collab. [2012]. En considérant les ressources qui sont investis dans la chromodynamique quantique de réseaux (*lattice QCD*), il va de soi que dans le futur, les simulations comporteront des pixelisations plus courtes et des volumes d'espace-temps plus grands, passant de l'échelle femtométrique à l'échelle atomique, et de façon ultime à l'échelle macroscopique. Compte tenu de cela, il devient logique d'envisager que notre univers puisse en réalité s'agir d'une simulation, et d'en chercher des évidences expérimentales.

Pour qu'une simulation soit utile, elle doit représenter le système simulé avec un degré de précision correspondant aux besoins, et doit être réalisée dans un temps raisonnable. Dans la pratique, réaliser des simulations qui soient suffisamment fidèles à un système n'est pas trivial. Comme la plupart des phénomènes naturels sont soumis à l'influence d'un très grand nombre de paramètres, il est souvent nécessaire de faire des compromis entre le temps requis pour réaliser la simulation, qui est déterminé par le coût en termes de ressources de calcul, et la précision avec laquelle le système doit être modélisé.

La simulation de systèmes à N corps est un bon exemple du type de simulations où il faut, le plus souvent, faire ce type de compromis. Des systèmes quantiques tels que des atomes ou des molécules sont typiquement représentatifs de ce genre de systèmes, dont le nombre N d'électrons qui les constituent peut être très grand. Ils sont décrits par un espace d'Hilbert dont la dimension croît exponentiellement avec N. Par conséquent, l'approche évidente pour simuler un tel système dans un ordinateur classique, nécessite un temps qui augmente également de façon exponentielle avec le nombre N de constituants. Lorsque N est très grand, il devient nécessaire de faire des approximations, et donc de réduire le degré de fidélité du système simulé. À titre d'exemple, en chimie quantique, les méthodes de calcul numérique visent à déterminer les différents niveaux d'énergie atomique ou moléculaire, via la résolution de l'équation de Schrödinger qui décrit l'évolution du système. Les méthodes basées sur la mécanique moléculaire simplifient considérablement les systèmes MCWEENY [1992], menant à l'obtention rapide des résultats, mais avec moins de précision que d'autres méthodes, notamment des méthodes *ab-initio* de mécanique quantique ALLEN et KARO [1960], PARR [1990], HELGAKER et collab. [2014]. Ces dernières peuvent converger vers des solutions exactes de l'équation de Schrödinger, en considérant l'apport énergétique des corrélations entre les électrons FORESMAN et FRISCH [1993] (méthode *Full CI* pour *Full Configuration Interaction*). Cependant, elles utilisent plus de ressources de calcul, telles que le temps de calcul, la mémoire et l'espace de stockage, pouvant pour certaines d'entre elles croître comme N^7 KÜMMEL [2002], JENSEN [2013]. Il devient alors évident que même pour des petites molécules composées de 10 électrons, des méthodes donnant des résultats exacts peuvent requérir d'immenses ressources de calcul.

Compte tenu de la loi de Moore, qui dit que le nombre de transistors dans un micro-

processeur double tous les deux ans SCHALLER [1997], simuler des systèmes à N corps très larges deviendra de plus en plus accessible dans le futur. Cependant, pour certains systèmes quantiques, il existe un moyen de réaliser des simulations en contournant les limitations techniques liées au grand nombre de corps impliqués. En 1982, la notion de simulateur quantique a été introduite pour la première fois par R. Feynman, lorsqu'il proposa l'utilisation d'un système contrôlable et gouverné par les lois de la physique quantique, pour étudier les propriétés et le comportement d'autres systèmes quantiques moins accessibles. Il montra qu'une machine de Turing classique expérimenterait un ralentissement exponentiel pour simuler des phénomènes quantiques, alors que son simulateur quantique hypothétique ne le ferait pas FEYNMAN [1982]. Les formidables avancées dans l'isolement, la manipulation et la détection de systèmes quantiques simples, particulièrement dans les deux dernières décennies, ont permis que l'implémentation physique de simulateurs quantiques soit en train de devenir une réalité.

Divers systèmes quantiques sont de nos jours utilisés en tant que simulateurs quantiques. L'utilisation de différentes plateformes a ses propres avantages et inconvénients, et les différentes approches touchent souvent à des aspects complémentaires de la simulation quantique. Ils ont cependant en commun leur but de résoudre des problèmes qui demandent trop de ressources de calcul pour des ordinateurs classiques, au moins pour le moment. De façon non-exhaustive, parmi les systèmes quantiques utilisés se trouvent :

- des systèmes quantiques photoniques, qui fournissent un important banc de test pour les simulations quantiques. La technologie quantique photonique qui est disponible aujourd'hui a atteint un stade où des avantages significatifs surviennent pour la simulation de problèmes intéressants de chimie quantique, biologie quantique, et de la physique du solide. De plus, les systèmes quantiques photoniques offrent le bénéfice unique d'être mobiles en espace libre et dans des structures de guide d'ondes, ce qui ouvre de nouvelles perspectives dans le domaine en permettant la recherche des phénomènes liés au transport quantique LONGHI et collab. [2006], PERUZZO et collab. [2010].
- des systèmes d'ions atomiques piégés, qui peuvent être contrôlés et manipulés très précisément, dans lesquels une large variété d'interactions peut être ajustée avec une grande précision, ce qui ouvre la porte pour des expériences de démonstration de faisabilité des simulations quantiques analogiques et digitales CIRAC et ZOLLER [1995], HÄFFNER et collab. [2008].
- des circuits supraconducteurs micrométriques fabriqués par lithographie, qui se comportent de façon analogue à des entités quantiques naturelles, telles que des atomes, des ions ou des photons. Des réseaux à grande échelle de ces circuits offrent donc la possibilité de fournir une voie pour la simulation quantique des systèmes à N corps TSOMOKOS et collab. [2010], HOUCK et collab. [2012].
- des gaz quantiques ultrafroids, qui offrent un cadre unique pour la simulation quantique de l'interaction des systèmes à N corps. Le haut degré de contrôlabilité, les nouvelles possibilités de détection et les régimes de paramètres physiques extrêmes qui peuvent être atteints dans ces solides artificiels, placent ces systèmes dans une position idéale pour la simulation de phénomènes qui sont hors de portée pour les ordinateurs classiques, comme ceux qui ont lieu dans certains systèmes naturels de la matière condensée BLOCH et collab. [2008], BLOCH et collab. [2012].

Parmi ces différents systèmes quantiques, les atomes ultrafroids ont l'avantage d'offrir une maîtrise précise de la manipulation et du contrôle des paramètres expérimentaux, faite via l'utilisation de réseaux optiques JAKSCH et collab. [1998], BLOCH [2005], JAKSCH

et ZOLLER [2005], LEWENSTEIN et collab. [2007]. Ceci donne d'énormes possibilités pour l'exploration des propriétés des systèmes simulés. Avec des systèmes d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux optiques, des jalons importants ont été posés dans la simulation quantique des propriétés des systèmes qui montrent de fortes corrélations entre ses constituants. Le modèle de Bose-Hubbard, qui décrit le comportement de particules bosoniques dans un potentiel périodique, est ainsi devenu accessible expérimentalement, avec la mise en évidence de la transition de phase quantique entre un superfluide et un isolant de Mott, en utilisant un condensat de Bose-Einstein GREINER et collab. [2002]. De la même manière, le modèle de Fermi-Hubbard a été rendu accessible en induisant une transition depuis un état normal vers un isolant de bandes, en utilisant un gaz fermionique dégénéré KÖHL et collab. [2005]. De plus, des mélanges bosonique-fermionique ont aussi été accomplis GÜNTER et collab. [2006], OSPELKAUS et collab. [2006].

Parmi les différents systèmes qui peuvent être étudiés avec des atomes ultrafroids, ceux décrits par le modèle de Fermi-Hubbard sont d'un intérêt particulier. En effet, une des principales motivations pour étudier les systèmes de la matière condensée avec ce type de simulateurs quantiques, est donné par la nature complexe des systèmes fermioniques, qui pose des barrières pour répondre à des questions importantes, notamment concernant le magnétisme quantique et la supraconductivité à haute température critique. Même si les causes de cette dernière n'ont pour l'instant pas été élucidées, les études qui ont été réalisées pointent vers une origine liée aux propriétés magnétiques des matériaux supraconducteurs, qui émergent lors des fortes corrélations entre leurs électrons DAGOTTO [1994]. De même, des modèles de Hubbard montrant des frustrations de spin et du désordre, restent encore des énigmes ouvertes, avec une difficulté provenant de l'interaction de la localisation, de la cohérence et de l'ordre des spins. Des régimes montrant certaines de ces caractéristiques ont déjà été simulés avec des fermions ultrafroids piégés dans des réseaux optiques ESSLINGER [2010], GREIF et collab. [2013], ce qui ouvre la porte à l'exploration expérimentale des paramètres pouvant donner lieu à ces phénomènes. Cependant, pour mettre en évidence les régimes les plus extrêmes de la dynamique des fortes corrélations, il faut que les fluctuations thermiques dans le système soient supprimées, pour ne laisser que les fluctuations purement quantiques. Il faut également être capables d'accéder directement à la fonction d'onde du système à N corps, et de mesurer les corrélations locales. Avec des systèmes de fermions ultrafroids, atteindre ces régimes s'avère être un véritable défi. D'un côté, les techniques qui sont utilisées pour refroidir les atomes ne sont pas pour le moment suffisamment performantes pour supprimer entièrement les fluctuations thermiques. D'un autre côté, pour mesurer les corrélations locales, les sites du réseau optique où sont piégés les atomes doivent être résolus individuellement, ce qui requière l'utilisation d'objectifs optiques de grande ouverture numérique, et de distances de travail réduites.

Les efforts se sont donc naturellement orientés vers l'innovation et le perfectionnement des techniques de refroidissement des fermions sur les réseaux optiques, l'augmentation de la résolution des objectifs utilisés dans les systèmes d'imagerie, ainsi qu'à la recherche des solutions alternatives pour rendre accessibles les régimes montrant de fortes corrélations.

Contexte de la thèse

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé entre octobre 2012 et décembre 2015, au sein du groupe d'atomes froids du laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences de l'Institut d'Optique d'Aquitaine, à Talence. Quand je l'ai rejoint en octobre

2012, le projet qui a été ultérieurement nommé AUFRONS, venait de démarrer quelques mois plus tôt, sous la direction de Philippe Bouyer et de Leticia Tarruell.

Le but scientifique de notre projet était la construction d'un simulateur quantique, utilisant pour cela un mélange de gaz bosoniques et fermioniques (respectivement le rubidium 87 et le potassium 40), qui serait piégé dans des réseaux optiques bidimensionnels. Nous voulions particulièrement développer deux aspects du projet, qui nous semblaient primordiaux compte tenu du contexte de l'étude des gaz quantiques dégénérés. D'un côté, nous voulions que notre montage nous permette de générer des réseaux optiques versatiles, pouvant avoir des géométries exotiques, pour étudier des phénomènes tels que la frustration de spin ou les effets des impuretés dans un réseau optique. D'un autre côté, nous voulions développer et implémenter un système d'imagerie à haute résolution, qui nous permette d'accéder aux corrélations locales entre atomes dans les réseaux optiques. Les idées originellement proposées pour aborder ces problèmes, étaient la génération des réseaux optiques en champ lointain, ainsi que l'utilisation d'un objectif optique à très grande ouverture numérique, pouvant être placé à de courtes distances du réseau optique.

Sans disposer d'une salle d'expérience définitive, les six premiers mois de travail ont été dédiés exclusivement à la conception des différentes parties de l'expérience, ainsi qu'à la gestion et à l'achat des instruments et des fournitures pour notre future salle d'expérience.

En juin 2013, Leticia a dû laisser le groupe, et en décembre de la même année Simon Bernon prenait l'équipe en charge. Son arrivée a apporté de nouvelles idées, notamment la génération des réseaux optiques en champ proche en utilisant des surfaces lithographiées à des échelles nanoscopiques. Ceci nous permettrait d'éviter la compétition internationale directe, qui pour la plupart utilise des réseaux optiques générés en champ lointain, et qui dans certains cas dispose des moyens financiers et humains beaucoup plus importants que les nôtres. Les dimensions des réseaux optiques générés en champ proche ont à la fois imposées de nouvelles contraintes pour le système d'imagerie. Le pouvoir de résolution nécessaire pour détecter des sites uniques d'un tel réseau ne peut pas en effet être atteint par la seule augmentation de l'ouverture numérique et par son rapprochement aux atomes. Nous nous sommes alors concentrés sur la conception d'un système de détection qui nous permettrait de contourner ces limitations, et qui serait basé sur l'activation sélective des sites du réseau optique.

En tant que premier doctorant sur ce projet, ma participation directe a dans un premier temps concerné la conception et la construction du système d'enceintes à vide, du système optique de refroidissement du rubidium 87, du système de détection pour le piège magnéto-optique, ainsi que du système de contrôle informatique de l'expérience. Ces travaux nous ont permis d'obtenir la première réalisation d'un piège magnéto-optique de rubidium 87 dans notre expérience en janvier 2014, validant ainsi la première étape de notre montage expérimental. Deuxièmement, j'ai participé à l'optimisation du nuage d'atomes froids de rubidium, ainsi qu'à l'implémentation des pièges magnétique et dipolaire. Finalement, en mars 2015 j'ai pris en charge l'étude de faisabilité du système d'imagerie que nous utiliserons pour détecter les atomes dans les réseaux optiques nanostructurés, ainsi que le début de sa construction et son intégration dans notre expérience.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit est divisé en trois grandes parties. Le premier chapitre a pour but de présenter le système sur lequel est basé notre simulateur quantique, c'est-à-dire les atomes

ultrafroids. J'y aborde le principe théorique des différentes techniques de refroidissement que nous avons utilisées dans notre expérience. Une partie de ce chapitre est également dédiée aux réseaux optiques et à leur ressemblance avec les réseaux cristallins, qui est la raison pour laquelle il est possible de simuler des systèmes de la matière condensée en piégeant des atomes froids dans ce type de réseau.

Le deuxième chapitre donne une description détaillée des solutions que nous avons proposées et implémentées pour que les différentes étapes de conception et de construction de notre montage, satisfassent les contraintes techniques et scientifiques imposées par le refroidissement des atomes que nous utilisons. J'y décris également les étapes d'optimisation du refroidissement du rubidium 87, en mettant l'accent sur les résultats préliminaires que nous avons obtenus.

Le troisième et dernier chapitre décrit les résultats des études que j'ai réalisées sur le système d'imagerie qui sera utilisé pour détecter des atomes froids piégés dans des réseaux optiques générés en champ proche. Ces travaux concernent la faisabilité du principe sur lequel il repose, en utilisant pour cela un réseau optique en champ lointain comme système de test. Les travaux concernent également la prédiction des performances et des possibles limitations du système d'imagerie, faite via des simulations numériques, ainsi que la proposition d'un montage pour son implémentation dans notre expérience, chose qui est actuellement en cours.

0.1 Références

- ALLEN, L. C. et A. M. KARO. 1960, «Basis functions for ab initio calculations», *Reviews of Modern Physics*, vol. 32, n° 2, p. 275. 2
- BEANE, S. R., Z. DAVOUDI et M. J. SAVAGE. 2012, «Constraints on the universe as a numerical simulation», *arXiv preprint arXiv :1210.1847*. 2
- BLOCH, I. 2005, «Ultracold quantum gases in optical lattices», *Nature Physics*, vol. 1, n° 1, p. 23–30. 3
- BLOCH, I., J. DALIBARD et S. NASCIMBÈNE. 2012, «Quantum simulations with ultracold quantum gases», *Nature Physics*, vol. 8, n° 4, p. 267–276. 3
- BLOCH, I., J. DALIBARD et W. ZWERGER. 2008, «Many-body physics with ultracold gases», *Reviews of Modern Physics*, vol. 80, n° 3, p. 885. 3
- BOSTROM, N. 2003, «Are we living in a computer simulation?», *The Philosophical Quarterly*, vol. 53, n° 211, p. 243–255. 1
- CIRAC, J. I. et P. ZOLLER. 1995, «Quantum computations with cold trapped ions», *Physical review letters*, vol. 74, n° 20, p. 4091. 3
- DAGOTTO, E. 1994, «Correlated electrons in high-temperature superconductors», *Reviews of Modern Physics*, vol. 66, n° 3, p. 763. 4
- ESSLINGER, T. 2010, «Fermi-hubbard physics with atoms in an optical lattice», *arXiv preprint arXiv :1007.0012*. 4
- FEYNMAN, R. P. 1982, «Simulating physics with computers», *International journal of theoretical physics*, vol. 21, n° 6/7, p. 467–488. 3

-
- FORESMAN, J. B. et A. FRISCH. 1993, *Exploring chemistry with electronic structure methods : a guide to using Gaussian*, Gaussian. 2
- GREIF, D., T. UEHLINGER, G. JOTZU, L. TARRUELL et T. ESSLINGER. 2013, «Short-range quantum magnetism of ultracold fermions in an optical lattice», *Science*, vol. 340, n° 6138, p. 1307–1310. 4
- GREINER, M., O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH. 2002, «Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms», *nature*, vol. 415, n° 6867, p. 39–44. 4
- GÜNTER, K., T. STÖFERLE, H. MORITZ, M. KÖHL et T. ESSLINGER. 2006, «Bose-fermi mixtures in a three-dimensional optical lattice», *Physical review letters*, vol. 96, n° 18, p. 180 402. 4
- HÄFFNER, H., C. F. ROOS et R. BLATT. 2008, «Quantum computing with trapped ions», *Physics reports*, vol. 469, n° 4, p. 155–203. 3
- HELGAKE, T., P. JORGENSEN et J. OLSEN. 2014, *Molecular electronic-structure theory*, John Wiley & Sons. 2
- HOSKIN, M. 1999, *The Cambridge concise history of astronomy*, Cambridge University Press. 1
- HOUCK, A. A., H. E. TÜRECI et J. KOCH. 2012, «On-chip quantum simulation with superconducting circuits», *Nature Physics*, vol. 8, n° 4, p. 292–299. 3
- JAKSCH, D., C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER. 1998, «Cold bosonic atoms in optical lattices», *Physical Review Letters*, vol. 81, n° 15, p. 3108. 3
- JAKSCH, D. et P. ZOLLER. 2005, «The cold atom hubbard toolbox», *Annals of physics*, vol. 315, n° 1, p. 52–79. 3
- JENSEN, F. 2013, *Introduction to computational chemistry*, John Wiley & Sons. 2
- KAKU, M. 2014, *The future of the mind : The scientific quest to understand, enhance, and empower the mind*, Doubleday. 1
- KÖHL, M., H. MORITZ, T. STÖFERLE, K. GÜNTER et T. ESSLINGER. 2005, «Fermionic atoms in a three dimensional optical lattice : Observing fermi surfaces, dynamics, and interactions», *Physical review letters*, vol. 94, n° 8, p. 080 403. 4
- KÜMMEL, H. G. 2002, «A biography of the coupled cluster method», *Recent progress in many-body theories by Bishop RF, Brandes T, Gernoth KA, Walet NR, Xian Y*. 2
- LEWENSTEIN, M., A. SANPERA, V. AHUFINGER, B. DAMSKI, A. SEN et U. SEN. 2007, «Ultracold atomic gases in optical lattices : mimicking condensed matter physics and beyond», *Advances in Physics*, vol. 56, n° 2, p. 243–379. 4
- LONGHI, S., M. MARANGONI, M. LOBINO, R. RAMPONI, P. LAPORTA, E. CIANCI et V. FOGLIETTI. 2006, «Observation of dynamic localization in periodically curved waveguide arrays», *Physical review letters*, vol. 96, n° 24, p. 243 901. 3
- MCWEENY, R. 1992, *Methods of molecular quantum mechanics*, Academic press. 2

-
- OSPELKAUS, S., C. OSPELKAUS, O. WILLE, M. SUCCO, P. ERNST, K. SENGSTOCK et K. BONGS. 2006, «Localization of bosonic atoms by fermionic impurities in a three-dimensional optical lattice», *Physical review letters*, vol. 96, n° 18, p. 180 403. 4
- PARR, R. G. 1990, «On the genesis of a theory», *International Journal of Quantum Chemistry*, vol. 37, n° 4, p. 327–347. 2
- PERUZZO, A., M. LOBINO, J. C. MATTHEWS, N. MATSUDA, A. POLITI, K. POULIOS, X.-Q. ZHOU, Y. LAHINI, N. ISMAIL, K. WÖRHOFF et collab.. 2010, «Quantum walks of correlated photons», *Science*, vol. 329, n° 5998, p. 1500–1503. 3
- SCHALLER, R. R. 1997, «Moore’s law : past, present and future», *Spectrum, IEEE*, vol. 34, n° 6, p. 52–59. 3
- SHANNON, R. E. 1975, *Systems simulation : the art and science*, vol. 1, Prentice-Hall Englewood Cliffs, NJ. 1
- TSOMOKOS, D. I., S. ASHHAB et F. NORI. 2010, «Using superconducting qubit circuits to engineer exotic lattice systems», *Physical Review A*, vol. 82, n° 5, p. 052 311. 3
- WESTERHOFF, J. 2011, *Reality : A very short introduction*, vol. 291, Oxford University Press. 1

CHAPITRE 1

Atomes froids et réseaux optiques

*« Il y a des hommes qui luttent un jour
et ils sont bons, d'autres luttent un an
et ils sont meilleurs, il y a ceux qui
luttent pendant de nombreuses années
et ils sont très bons, mais il y a ceux qui
luttent toute leur vie et ceux-là sont les
indispensables. »*

Bertolt Brecht

Sommaire

1.1 Atomes ultrafroids	11
1.1.1 Que sont les atomes ultrafroids?	11
1.1.2 À quoi peuvent-ils servir?	13
1.2 Refroidissement par lumière laser	14
1.2.1 Pression de radiation	14
1.2.2 Refroidissement Doppler	15
1.2.3 Limite du refroidissement Doppler	17
1.3 Refroidissement sub-Doppler	18
1.3.1 Définition de température	19
1.3.2 Effet Sisyphé	20
1.3.3 Configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$	22
1.3.4 Configuration $\sigma^+ \sigma^-$	24
1.4 Piège Magnéto-Optique	25
1.4.1 Taux de chargement	25
1.4.2 Pertes	27
1.5 Pièges conservatifs	28
1.5.1 Piège dipolaire optique	28
1.5.2 Piège magnétique	30
1.6 Refroidissement par évaporation dans un piège conservatif	34
1.6.1 Principe	34
1.6.2 Densité dans l'espace des phases	36
1.6.3 Bonnes et mauvaises collisions	36
1.6.4 Maximisation de la densité dans l'espace des phases	37
1.7 Piège hybride magnétique-optique	38

1.7.1	Principe	38
1.7.2	Prévisions théoriques	39
1.8	Réseaux optiques	42
1.8.1	Potentiels optiques	42
1.8.2	Ressemblance avec les réseaux cristallins	43
1.8.3	Atomes froids dans des réseaux optiques	45
1.8.4	Pourquoi réduire la distance inter-site du réseau	49
1.9	Conclusions	51
1.10	Références	52

Le but scientifique à long terme de l'expérience que nous sommes en train de construire, et dont cette thèse est l'objet, est l'étude des propriétés de certains systèmes à N corps, via un simulateur quantique basé sur le piégeage d'atomes ultrafroids dans un réseau optique. Dans ce premier chapitre, nous allons donc introduire les principes fondamentaux sur lesquels repose la physique des atomes froids et des réseaux optiques. La connaissance des mécanismes intervenant dans le piégeage et refroidissement d'atomes sera nécessaire pour la compréhension des décisions que nous avons prises pour notre montage expérimental, et qui seront traitées dans le deuxième chapitre de ce manuscrit. Il est également naturel de dédier une partie de ce chapitre, à la description du formalisme théorique des réseaux optiques, et du comportement des atomes lorsqu'ils y sont piégés.

Le chapitre démarre en exposant une courte introduction phénoménologique des atomes ultrafroids, ainsi qu'à leur utilisation dans les différents domaines scientifiques et technologiques. Les deuxième et troisième section décrivent les principaux effets de la force de pression de radiation exercée par la lumière sur les atomes, effets sur lesquels sont basées les techniques de refroidissement dites radiatives. Dans la quatrième section, nous introduisons la notion de piégeage d'atomes, en présentant l'outil qui est devenu la base dans les expériences d'atomes froids, à savoir le piège magnéto-optique. La cinquième section décrit d'autres types de pièges, dits conservatifs car leur force de piégeage dérive d'un potentiel. Les pièges conservatifs sont tout aussi importants, notamment car au sein de ces derniers, il est possible de refroidir les atomes par évaporation. Le refroidissement par évaporation est traité à son tour dans la sixième section. Dans la septième section nous décrivons le type particulier de piège conservatif que nous avons implémenté dans notre expérience : un piège hybride optique-magnétique. Enfin, la dernière section est dédiée aux réseaux optiques, et à la mise en évidence de leurs similitudes avec des réseaux cristallins, lorsqu'ils sont utilisés pour y piéger des atomes froids.

Dans la plupart des sections, des simulations numériques ont été réalisées pour représenter, de manière plus illustrative qu'avec de simples équations, certains phénomènes importants.

1.1 Atomes ultrafroids

1.1.1 Que sont les atomes ultrafroids ?

Un nuage d'atomes ultrafroids est un système atomique très dilué dont la température est maintenue à des valeurs proches du zéro absolu, typiquement autour de quelques microkelvins (μK)¹, et dont la densité spatiale est de l'ordre d'un atome par micromètre cube (μm^3). Proche de ces conditions, les propriétés quantiques de la matière deviennent plus importantes que ses propriétés classiques, et gouvernent ainsi le comportement du système atomique.

En effet, un des faits remarquables des propriétés quantiques de la matière est sa nature duale d'onde et de corpuscule. À tout objet, que ce soit des atomes, des molécules, ou même des objets macroscopiques, lui est associée une onde dont la longueur, dite de Broglie, est définie par

$$\lambda_{dB} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \quad (1.1)$$

1. Ces températures sont en général très en dessous des températures trouvées dans l'espace interstellaire.

où $\hbar = 1.0546 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Plank réduite et $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ m².s⁻².kg.K⁻¹ est la constante de Boltzmann. L'équation 1.1 rend compte du lien existant entre la température d'une particule et la longueur d'onde qui lui est associée. À température ambiante, la fonction d'onde de de Broglie associée à un objet macroscopique, comme une balle de ping-pong par exemple, est extrêmement courte, de l'ordre de 10^{-23} m. En conséquence, il est tout à fait normal que le caractère ondulatoire de la matière ne se manifeste pas de façon spontanée et évidente dans le monde macroscopique auquel nous, êtres humains, sommes habitués. λ_{dB} tend cependant à augmenter lorsque la masse de l'objet en question diminue. Pour un atome comme le rubidium, dont la masse est $m = 1.44 \times 10^{-25}$ kg, λ_{dB} devient de l'ordre de 10 picomètres (10^{-12} m)² à température ambiante, encore très courte, mais elle commence déjà à rentrer dans le domaine du mesurable en laboratoire.

L'autre paramètre qui influence la valeur de λ_{dB} est la température du corps en question. Dans le cas d'un gaz parfait en équilibre thermodynamique, les atomes ou molécules qui le composent sont agités thermiquement avec une vitesse v_{th} qui dépend de la température T du gaz

$$v_{th} \propto \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (1.2)$$

En regardant les équations 1.1 et 1.2, il est déjà possible de se rendre compte que pour des objets ayant de très faibles masses comme les atomes, la caractère ondulatoire de la matière peut être mis en évidence plus facilement si on les ralentit.

C'est ainsi que la notion du refroidissement des atomes est née. Refroidir un atome équivaut dans ce sens à diminuer la vitesse à laquelle il se déplace. Afin d'atteindre des températures suffisamment basses, le nuage d'atomes à refroidir doit être maintenu dans un environnement contrôlé dans lequel il n'y ait que l'espèce atomique en question (ou presque), ceci pour éviter qu'ils interagissent avec d'autres types d'atomes, ce qui est susceptible de les réchauffer ou d'interrompre le processus de refroidissement. Un bon exemple de cet environnement est une enceinte sous vide fermée hermétiquement, dans laquelle l'air de son intérieur a été pompé pour réduire sa pression à des valeurs pouvant aller jusqu'à 10^{-11} mbar (pour de telles pressions, il s'agit du domaine de l'ultra vide ou UHV, en anglais *ultra high vacuum*)³. Les atomes sont par la suite placés à l'intérieur de l'enceinte, où ils peuvent être piégés et refroidis. Les techniques de piégeage et de refroidissement des atomes combinent souvent l'utilisation de champs magnétiques externes et de faisceaux laser émettant à des longueurs d'onde très précises. La température atteignable avec certaines de ces techniques est souvent limitée par des processus fondamentaux, alors que d'autres ne sont efficaces que lorsque la température est déjà suffisamment basse. C'est pour cette raison que pour atteindre les températures les plus basses possibles, les techniques de refroidissement doivent être appliquées de façon séquentielle dans un ordre adapté (voir la figure 1.1).

L'exemple le plus extrême d'un nuage d'atomes refroidis est ce qu'on appelle un condensat de Bose-Einstein (BEC, pour ses initiales en anglais), qui est un état quantique de la matière dans lequel un nombre macroscopique d'atomes qui la forment se *condensent* sur son état d'énergie la plus basse. En effet, à partir d'un seuil de température critique, la longueur d'onde de de Broglie des atomes devient comparable à la distance qui les sépare. À partir de ce moment, l'ensemble des atomes se comporte de façon collective, étant

2. Pour comparaison, la longueur d'onde de la lumière visible est comprise dans un spectre qui va de 380 à 780 nanomètres, soit autour de 500000 fois plus grande que λ_{dB} pour le rubidium à température ambiante.

3. Également, l'ordre de grandeur des pressions d'ultra vide est largement inférieur à celui des pressions qu'on retrouve de façon naturelle dans l'univers.

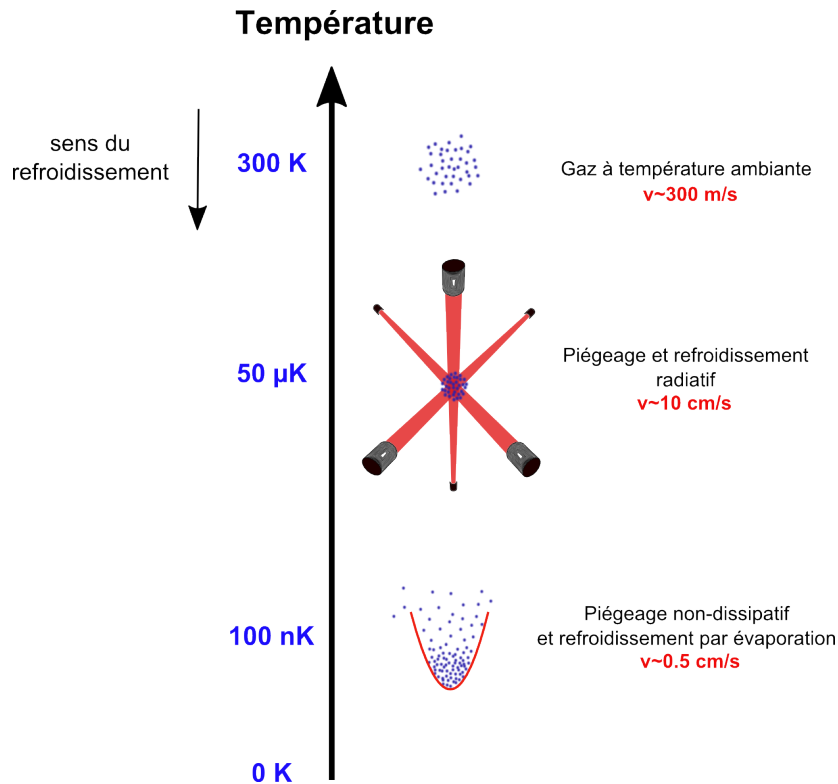


FIGURE 1.1 – Différentes techniques de refroidissement appliquées de forme séquentielle pour obtenir une température de l'ordre de la centaine de nano Kelvins.

décrit par une seule longueur d'onde de de Broglie, au lieu de se comporter comme des entités individuelles. Un BEC fut obtenu expérimentalement en laboratoire pour la première fois en 1995 dans l'équipe de E. Cornell et C. Wieman, en refroidissant les atomes d'une vapeur de rubidium 87. Cet exploit leur accorda le prix Nobel de physique en 2001 (voir ANDERSON et collab. [1995]).

1.1.2 À quoi peuvent-ils servir ?

La préparation, manipulation, contrôle et détection des systèmes d'atomes ultrafroids ont été perfectionnés de nos jours, afin de permettre leur utilisation dans un vaste domaine scientifique et technologique.

D'un point de vue historique, une des premières applications envisagées était de profiter de la faible vitesse de propagation des atomes refroidis, pour augmenter leur temps d'interaction avec un champ optique ou radio-fréquence (RF) et diminuer l'élargissement de raie dû au transit des atomes, et ainsi étudier plus efficacement certaines transitions atomiques, comme l'ont montré les études publiées dans HÄNSCH et SCHAWLOW [1975].

De nos jours, les atomes ultrafroids trouvent des applications dans divers domaines scientifiques :

- en interférométrie atomique, où on utilise le caractère ondulatoire de la matière qui se manifeste dans les systèmes atomiques lorsque leur température est suffisamment basse. Elle a permis le développement d'instruments de haute sensibilité, tels que les capteurs inertiels. Ces derniers sont utilisés en métrologie, avec la construction d'horloges atomiques capables de donner la définition de la seconde de façon de plus en plus précise ; et encore pour la réalisation des tests de notre connaissance actuelle de la physique, comme le principe d'équivalence ou la détection d'ondes

gravitationnelles.

- en simulation quantique, où il est possible d'implémenter des systèmes quantiques analogues aux systèmes d'intérêt et ainsi fournir des indications sur leurs propriétés. Par exemple, pour explorer des systèmes de la matière condensée, les atomes froids sont piégés dans des réseaux optiques, formant ainsi l'analogue des électrons dans un réseau cristallin. La grande plage de contrôle des paramètres du solide simulé permet alors, de sonder expérimentalement des quantités autrement inaccessibles. En outre, les atomes froids peuvent même permettre de créer des états exotiques de la matière qui ne peuvent pas être observés différemment dans la nature.

Dans les domaines technologiques, utilisant aussi des capteurs inertiels, des instruments de haute précision commencent à être commercialisés, tels que des gyromètres ou des gravimètres, destinés à des mesures géophysiques (vulcanologie, sismologie, hydrologie).

1.2 Refroidissement par lumière laser

L'utilisation de la lumière laser pour refroidir les atomes fut suggérée pour la première fois en 1975 dans HÄNSCH et SCHAWLOW [1975], en tirant parti de l'effet Doppler pour rendre la pression de radiation exercée par la lumière sur un atome, dépendante de la vitesse de ce dernier. Si la lumière est désaccordée vers le rouge, un atome a plus de chance de l'absorber s'il se déplace vers la source de lumière. Le transfert de quantité de mouvement pendant le cycle d'absorption-réémission tend donc à ralentir les atomes, qui ressentent l'effet similaire à une force de frottement, proportionnelle à leur vitesse. En illuminant les atomes dans les trois directions de l'espace, toutes les composantes de la vitesse des atomes sont ralenties, donnant comme résultat ce que l'on appelle une *mélasse optique*.

La pression de radiation associée donc à l'effet Doppler forment l'outil de base pour le refroidissement d'atomes par lumière laser. Ce processus est connu sous le nom de *refroidissement Doppler*, et ses mécanismes et limitations sont décrits dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Pression de radiation

Un photon d'énergie $E = h\nu$ transporte une quantité de mouvement $p = h/\lambda = h\nu/c$, où h est la constante de Planck, c , ν et λ respectivement la vitesse, fréquence et longueur d'onde de la lumière. Le mécanisme de base pour la pression de radiation est la conservation de la quantité de mouvement pendant le cycle d'absorption-réémission de la lumière. La quantité de mouvement du photon, qui a la même direction que la propagation de la lumière, est exprimée en termes du vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ comme $p = \hbar k$, où $\hbar = h/2\pi$.

Si un atome de masse m absorbe un photon, l'énergie $h\nu$ est entièrement transformée en énergie interne, et l'atome finit dans un état excité. La quantité de mouvement, toutefois, produit que l'atome recule dans la direction de la lumière et qu'il change sa vitesse v d'un montant $p/m = \hbar k/m$. L'atome revient ensuite à son état fondamental en émettant spontanément un photon. La conservation de la quantité du mouvement a pour conséquence que l'atome recule à nouveau, mais cette fois dans la direction opposée à celle du photon émis. Ce processus est représenté dans la figure 1.2. Comme l'émission

spontanée est un processus aléatoire isotrope, elle ne contribue pas au changement global de la quantité de mouvement lorsqu'elle est moyennée sur plusieurs cycles d'absorption/réémission ou pour un grand nombre d'atomes. La force ressentie par les atomes due à la pression de radiation est définie comme [ASHKIN \[1970\]](#)

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.3)$$

où Γ est le taux de désexcitation de l'état excité et s est le paramètre de saturation de la transition, défini par

$$s = \frac{\Omega_R^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.4)$$

où $\Delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord entre la lumière laser et la transition atomique, et Ω_R est la pulsation de Rabi, définie par

$$\Omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}} \quad (1.5)$$

I étant l'intensité de la lumière laser et I_{sat} l'intensité de saturation pour la transition, c'est-à-dire l'intensité de lumière résonante pour laquelle l'atome passe 1/4 de son temps dans l'état excité.

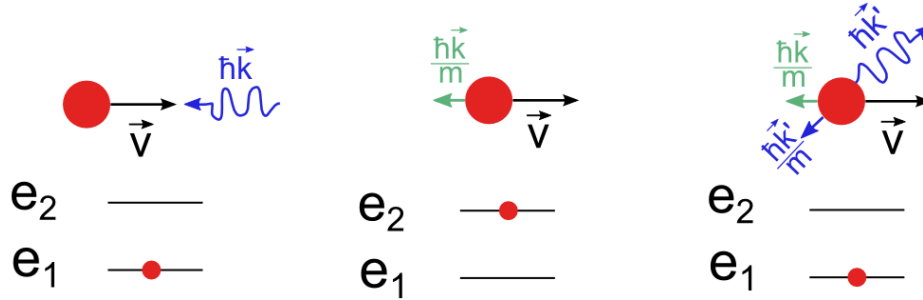


FIGURE 1.2 – Principe du mécanisme du ralentissement dû à la pression de radiation. Un atome se propageant avec une vitesse \vec{v} et originalement dans l'état e_1 , absorbe un photon contre-propageant de quantité de mouvement $\hbar \vec{k}$. L'atome est alors excité vers l'état e_2 en diminuant sa vitesse d'un montant $\hbar \vec{k}/m$. Quelques instants plus tard, l'atome se désexcite en retombant dans l'état e_1 et en émettant un photon de quantité de mouvement $\hbar \vec{k}'$ dans une direction aléatoire de l'espace. Ceci a pour conséquence que l'atome reçoit une impulsion $\hbar \vec{k}'$ dans la direction opposée à celle du photon émis. Lorsque l'effet se répète sur plusieurs cycles, la contribution de l'émission spontanée est nulle en moyenne et seul l'effet cumulé de l'absorption est comptabilisé, résultant en une diminution nette de la vitesse initiale de l'atome.

La figure 1.3 rend compte de l'ordre de grandeur de l'accélération subie par l'atome lorsqu'il est exposé à la force exercée par la pression de radiation de l'équation 1.3.

1.2.2 Refroidissement Doppler

Le processus décrit ci-dessus ne refroidit pas les atomes se propageant vers le faisceau laser puisqu'il s'agit uniquement d'un changement de leur vitesse moyenne en une direction. Pour obtenir un vrai refroidissement, il faut que la distribution des vitesses soit rétrécie autour de $v = 0$. Pour cela, Hänsch et Schawlow proposèrent en 1975 dans [HÄNSCH et](#)

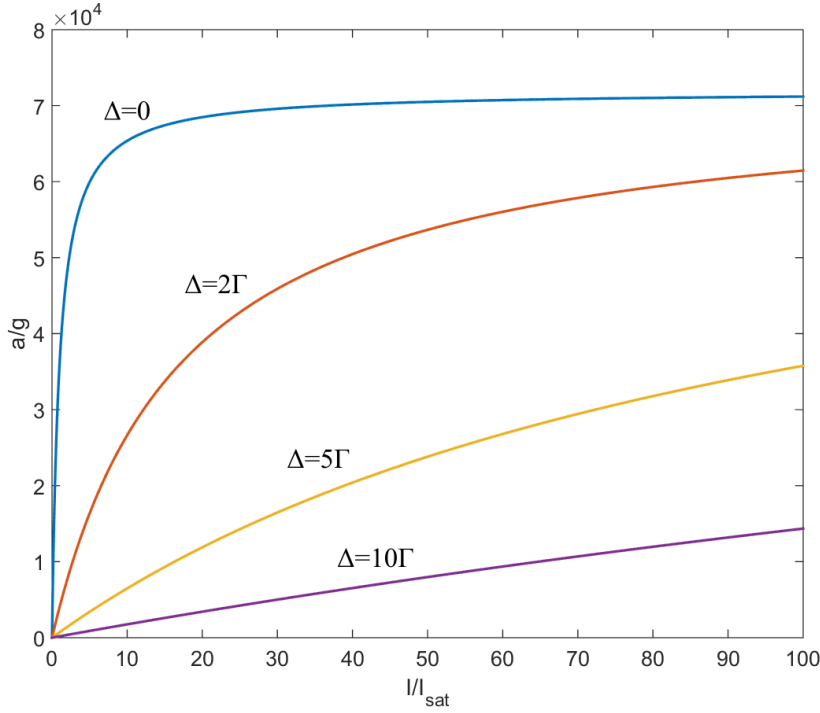


FIGURE 1.3 – Rapport entre l'accélération due à la force de pression radiation et la pesanteur, i.e. 9.8 ms^{-2} , dans un atome de rubidium. La force de pression de radiation est maximale pour $\Delta = 0$, auquel cas l'atome subit une accélération proche de 10^5 fois la pesanteur terrestre. Un laser exerçant une telle accélération sur un jet atomique qui a initialement une vitesse moyenne de 1000 ms^{-1} , est capable d'arrêter le jet en 1 ms dans une distance de $\sim 50 \text{ cm}$.

SCHAWLOW [1975] l'utilisation de deux lasers contre-propageants et légèrement désaccordés en dessous d'une transition atomique. Dû à l'effet Doppler, un atome en mouvement voit la lumière de laquelle il s'approche décalée en fréquence et plus proche de sa résonance, et avec une fréquence éloignée de résonance lorsque la lumière s'éloigne. De cette manière, l'atome diffuse des photons provenant majoritairement de l'avant et il est ralenti. Puisque l'effet Doppler joue un rôle central, le processus est appelé refroidissement Doppler.

Dans le cas des faibles saturations, où la lumière est considérée comme une perturbation de l'état atomique, et en considérant les équations 1.3, 1.4 et 1.5, il est possible de réécrire l'expression de la force totale de pression de radiation pour deux faisceaux contre-propageants comme

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_{\text{sat}}}{4(\Delta - kv)^2/\Gamma^2 + (1 + 2I/I_{\text{sat}})} - \frac{I/I_{\text{sat}}}{4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2 + (1 + 2I/I_{\text{sat}})} \right] \quad (1.6)$$

Proche de $v = 0$, la force varie linéairement avec la vitesse

$$F = -\alpha v \quad (1.7)$$

où

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{2\Delta/\Gamma}{[4\Delta^2/\Gamma^2 + (1 + 2I/I_{\text{sat}})]^2} \quad (1.8)$$

est l'équivalent du coefficient de frottement. Pour $\alpha > 0$, c'est-à-dire un désaccord négatif, les atomes ressentent donc l'équivalent d'une force visqueuse. Cette situation est appelée mélasse optique. La figure 1.4 montre l'allure de cette force visqueuse proche de $v = 0$.

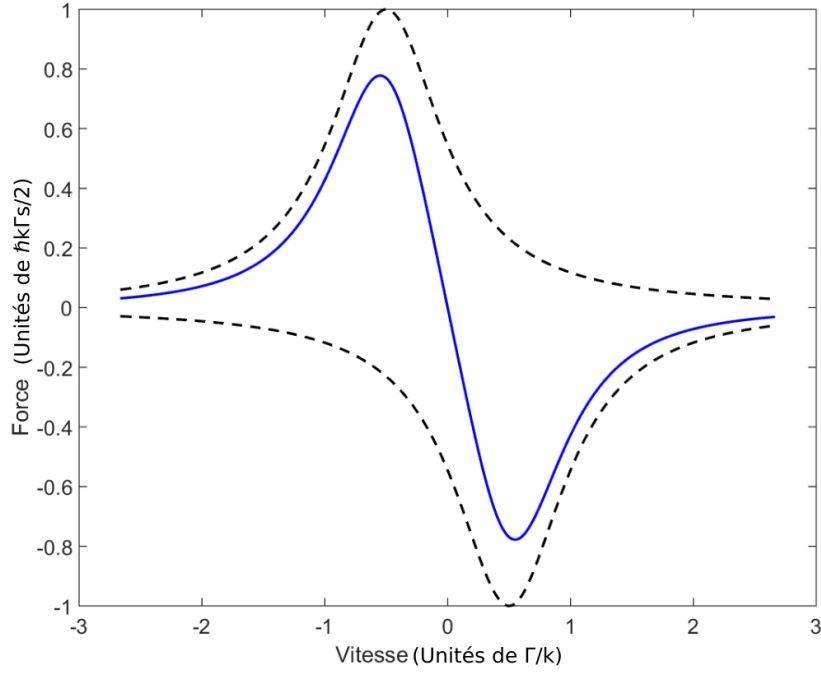


FIGURE 1.4 – Le trait continu représente la somme des forces de pression de radiation exercée sur un atome en mouvement par deux faisceaux contre-propageants. Quant aux traits pointillés, ils représentent les forces individuelles de chacun de ces faisceaux, pour un désaccord $\Delta = -\Gamma/2$ et dans le régime de faible saturation ($I=0.1I_{sat}$). La vitesse est normalisée à Γ/k et la force à $\hbar k\Gamma s/2$. En dessous de $\Gamma/2k$ la force est linéaire, ce qui est une caractéristique des forces de frottement.

Un atome au repos ressent les forces complètement équilibrées et son mouvement n'est donc pas altéré par les faisceaux laser. Pour des faibles vitesses, l'atome voit la lumière venant vers lui avec une fréquence augmentée de $k\nu$, alors que la lumière s'éloignant de lui est vue avec une fréquence diminuée de $k\nu$. Ceci produit une altération de l'équilibre des deux forces au profit du faisceau se propageant dans le sens contraire à l'atome.

1.2.3 Limite du refroidissement Doppler

L'équation 1.7 décrit le mouvement d'une particule dans un milieu visqueux. La solution de cette équation est un amortissement exponentiel de la vitesse vers $\nu = 0$. Cependant, de la même manière que pour des particules se déplaçant dans l'eau, où l'équilibre est atteint dû au mouvement Brownien, la nature stochastique des processus d'absorption et d'émission spontanée, donne une limite à la largeur de la distribution des vitesses des atomes. La distribution des vitesses est déterminée par une équation Fokker-Planck avec un terme de force donné par l'équation 1.7 et un terme de diffusion caractérisé par un coefficient de *diffusion d'impulsion* $D_p(\nu)$. Dans le cas des atomes refroidis par laser, la distribution des vitesses est relativement étroite ($k\nu \leq \Gamma$), donc la force est décrite avec précision par le terme linéaire (équation 1.7), et le coefficient de diffusion est bien représenté par sa valeur à $\nu = 0$. D_p est déterminé en considérant la croissance de la variance de l'impulsion atomique, qui est linéaire avec le temps à cause des fluctuations de la force par rapport à sa valeur moyenne

$$\langle p^2(t) \rangle = 2D_p t = (\hbar k)^2 (1 + \xi) \Gamma_{sc} t \quad (1.9)$$

Le facteur unitaire dans l'expression de D_p décrit la statistique du processus d'absorp-

tion : même sans qu'il y ait d'émission spontanée, la distribution des vitesses est élargie parce que les atomes n'absorbent pas tous le même nombre de photons. Le terme proportionnel à ξ représente le recul dû à l'émission spontanée. ξ est déterminée par la distribution angulaire de photons spontanés pour une transition donnée. Dans le cas où les photons émis sont polarisés linéairement $\xi = 2/5$, alors que pour des photons polarisés circulairement $\xi = 3/10$. Dans le cas hypothétique où tous les photons sont émis dans le même axe du faisceau laser, $\xi = 1$.

De façon analogue à la dérivation de l'équation 1.7, le taux de diffusion peut s'écrire

$$\Gamma_{sc} = \frac{I/I_{sat}\Gamma}{4\Delta^2/\Gamma^2 + (1 + 2I/I_{sat})} \quad (1.10)$$

En égalisant le taux de refroidissement à cause du frottement, avec le taux de réchauffement à cause de la diffusion des impulsions, on trouve que la température d'équilibre T est proportionnelle au rapport des coefficients de frottement et de diffusion

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} = -\frac{1+\xi}{8}\hbar\Gamma\left[\frac{2\Delta}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2\Delta}(1 + 2I/I_{sat})\right] \quad (1.11)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Pour $I \ll I_{sat}$, la température minimale est obtenue pour $\Delta = -\Gamma/2$, ce qui correspond à la plus grande valeur du coefficient de frottement α

$$T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}\left(\frac{1+\xi}{2}\right) \quad (1.12)$$

Pour l'atome de rubidium, pour lequel $\Gamma^{-1} = 27$ nanosecondes (ns), cette température est de l'ordre de 140 micro-Kelvins (μK).

Il est évident ensuite que ce mécanisme peut être translaté aux trois dimensions spatiales. En utilisant six faisceaux laser, l'atome ressentira des forces visqueuses provenant de toutes les directions s'opposant à son mouvement. Pour les atomes alcalins, cependant, des températures beaucoup plus basses que la limite donnée par l'équation 1.12 ont été mesurées dans les mélasses à trois dimensions. Ceci est l'effet des gradients de polarisation de l'onde lumineuse sur le niveau fondamental atomique qui est dégénéré, et est traité dans la section suivante.

1.3 Refroidissement sub-Doppler

En 1988, Bill Phillips et son groupe ont reporté des mesures de température de $43 \pm 20 \mu K$ pour le sodium, ce qui est approximativement 6 fois plus bas que la température limite du refroidissement Doppler ($\sim 240 \mu K$ pour le sodium) [LETT et collab. \[1988\]](#). De plus, la variation de la température avec le désaccord de la lumière ne correspondait pas à ce qui était prédit par la théorie du refroidissement Doppler. La température diminuait quand $|\Delta|$ augmentait au-delà de plusieurs Γ , alors que la température la plus basse pour le refroidissement Doppler est attendue pour $\Delta = -\Gamma/2$ d'après l'équation 1.11.

De la même manière, la durée de vie d'une mélasse optique et sa sensibilité aux déséquilibres de puissance ne correspondaient pas non plus à ce qui était attendu avec la théorie Doppler. En effet, lorsque les atomes dans une mélasse optique sont traités comme étant des particules dans un milieu visqueux, il est possible de dériver une expression pour la constante de diffusion spatiale D_x en termes du coefficient de diffusion d'impulsion D_p et du coefficient de frottement α . À une dimension elle s'écrit [REIF \[2009\]](#)

$$D_x = \frac{D_p}{\alpha^2} \quad (1.13)$$

À partir de cette expression, il est possible d'estimer la durée de vie de la mélasse optique comme le temps que prend un atome pour se diffuser jusqu'au bord de la zone d'interaction. La théorie Doppler prédit que la durée de vie d'une mélasse optique doit être extrêmement sensible aux déséquilibres d'intensité des faisceaux laser contre-propageants : un déséquilibre de quelques pourcents devrait entraîner un changement de vitesse de plusieurs cm.s^{-1} . Avec une taille caractéristique de la région d'interaction de 1 cm, la durée de vie ne devrait pas être plus longue que quelques millisecondes. Cependant, les expériences ont montré des durées de vie de l'ordre de 0.5 secondes et très peu d'effets dus au déséquilibre d'intensités de jusqu'à 10% LETT et collab. [1988].

À l'époque où ces résultats expérimentaux ont été obtenus, aucune théorie sur le refroidissement d'atomes par interaction avec de la lumière était capable de les justifier. Il a fallu attendre un an, jusqu'à 1989, pour que Claude Cohen-Tanoudji et Steven Chu développent, de façon indépendante, un cadre théorique capable d'expliquer les mécanismes intervenant dans le refroidissement sub-Doppler. Ces travaux leur ont valu le prix Nobel de physique de 1997, ensemble avec William D. Phillips⁴, qui les avaient mis en évidence expérimentalement pour la première fois.

1.3.1 Définition de température

Avant d'entrer dans les détails du refroidissement sub-Doppler, il est important de donner une définition de la température. Il s'agit d'un paramètre primordial pour la caractérisation de l'ensemble des mécanismes quantiques, et pas seulement du refroidissement Doppler. Le concept de température est défini comme le moyen de caractériser la largeur de la distribution des vitesses des atomes. Dans plusieurs situations pertinentes, les refroidissements Doppler et sub-Doppler prédisent une distribution maxwellienne de vitesses FOOT [1991]. De ce fait, il est approprié de lui assigner une température. La théorie cinétique des gaz en équilibre thermodynamique donne l'expression de la distribution des vitesses selon la $i^{\text{ème}}$ direction

$$p(v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-v_i^2}{2v_{0i}^2}\right) \quad (1.14)$$

où v_{0i} est la vitesse r.m.s. (mi-largeur de la distribution à $1/\sqrt{e}$) dans la $i^{\text{ème}}$ direction. Dans le cas fréquent où il n'y a pas de couplage direct entre les différentes directions, les vitesses r.m.s. peuvent être différentes. Une température effective à n dimensions est alors définie par

$$\frac{k_B T_{eff}}{m} = \sum_{i=1}^n \frac{v_{i0}^2}{n} \quad (1.15)$$

La largeur de la distribution de vitesses est souvent donnée en unités de la vitesse de recul $v_{rec} = \hbar k / m$, qui est la vitesse acquise par l'atome lorsqu'il absorbe ou réémet un photon. Une des possibles manières de définir la température de recul T_{rec} est de la considérer comme la température pour laquelle la vitesse r.m.s. est égale à la vitesse de recul v_{rec} dans chaque dimension, ce qui donne

4. Bill et William Phillips sont en effet la même personne.

$$k_B T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} = 2\epsilon_{rec} \quad (1.16)$$

où $\epsilon_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2m$ est l'énergie de recul.

1.3.2 Effet Sisyphe

La clé pour comprendre les températures sub-Doppler dans les mélasse optiques, est de considérer le caractère multi-niveaux de la structure électronique des atomes, plus précisément les sous-niveaux Zeeman, ainsi que la variation spatiale de la polarisation.

Le couplage d'un atome plongé dans un champ de lumière tel qu'un laser, produit un déplacement des niveaux d'énergie de l'atome, appelé déplacement lumineux ou effet Stark dynamique. Dans le cas d'un atome possédant plusieurs sous-niveaux Zeeman, la force du couplage est différente pour chaque sous-niveau et dépend de la polarisation de la lumière. Elle se quantifie par les coefficients de Clebsch-Gordan. La figure 1.5 représente ces coefficients pour la transition $|e, F=2\rangle \rightarrow |g, F=3\rangle$, qui est utilisée pour le refroidissement du rubidium. Il est clair sur cette figure que l'énergie d'un sous-niveau Zeeman donné peut varier dans l'espace si la polarisation ou l'intensité de la lumière change.

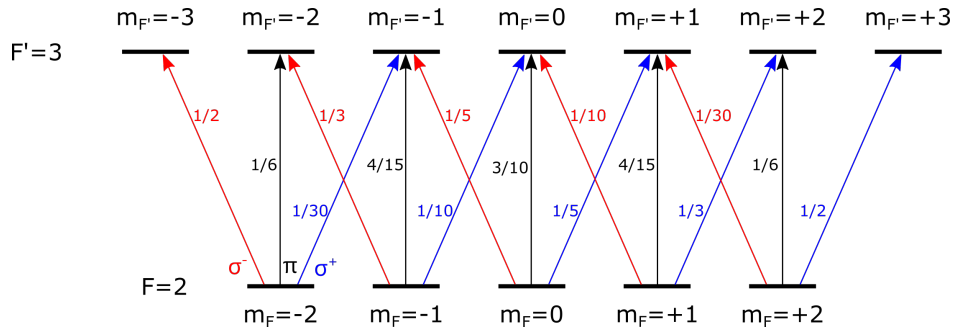


FIGURE 1.5 – Carré des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $F=2 \rightarrow F'=3$. Les valeurs ont été reprises de STECK [2001].

L'absorption et l'émission de photons sont soumis à la loi de la conservation du moment cinétique. Celle-ci impose que l'absorption d'un photon de polarisation circulaire droite (σ^+) soit accompagnée d'un changement de la projection du moment angulaire total de l'atome d'une quantité $\Delta m = m_e - m_g = 1$, où les sous-indices g et e dénotent respectivement les états fondamental (de départ) et excité (d'arrivée).

Comme les probabilités d'absorption et d'émission dépendent de l'intensité du couplage, c'est-à-dire, d'un coefficient de Clebsch-Gordan pour chaque niveau et polarisation. Chaque sous-niveau trouve une population d'équilibre suivant les équations du pompage optique COHEN-TANNOUDJI [1994]. Par exemple, un atome illuminé par une onde polarisée σ^+ sur la transition $|g, m_g = m_F\rangle \rightarrow |e, m_e = m_F + 1\rangle$ va nécessairement aboutir dans l'état $|g, m_g = +F_g\rangle$ après une période transitoire : on dit que l'atome a été pompé optiquement. De façon plus générale, c'est l'interaction de l'atome avec le champ lumineux qui régit les populations stationnaires des différents sous-niveaux Zeeman via le pompage optique, et le temps τ_p nécessaire pour atteindre l'équilibre est appelé temps de pompage optique.

Pour illustrer l'effet mécanique de la lumière, considérons le cas simple d'un atome possédant deux sous-niveaux Zeeman dans son état fondamental ($F=1/2$), qui est illuminé par deux faisceaux laser contre-propageants de polarisation σ^+ et σ^- , et quasi-résonants avec la transition $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$. Le poids de chacune des transitions entre les

différents sous-niveaux est montré dans la figure 1.6. Les deux sous-niveaux $m_F = +1/2$ et $m_F = -1/2$ de l'état fondamental subissent un déplacement lumineux périodique de façon différente : les sommets de l'un correspondant aux vallées de l'autre.

Considérons maintenant que l'atome se trouve au début dans le sous-niveau $m_F = +1/2$, qu'il se déplace à faible vitesse ($k\nu \ll \omega_R$) et qu'il ressent dans ce point de l'espace une lumière de polarisation σ^+ (voir la figure 1.7).

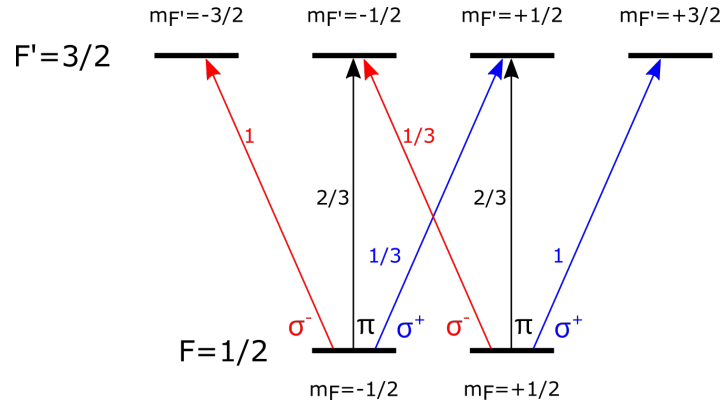


FIGURE 1.6 – Carré des coefficients Clebch-Gordan pour la transition $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$.

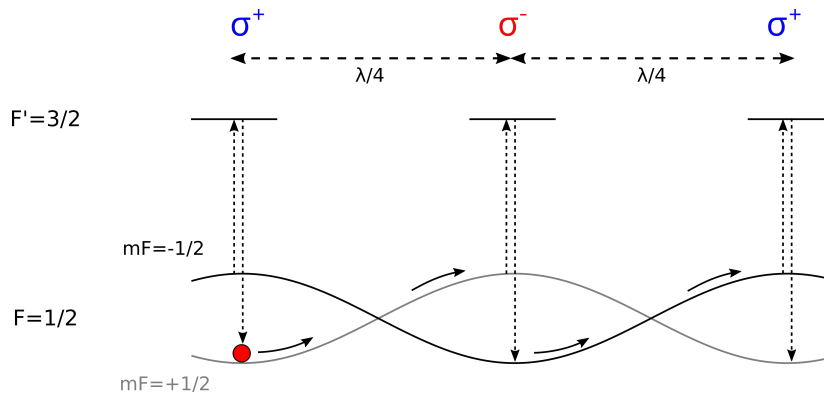


FIGURE 1.7 – Principe du refroidissement Sisyphe.

Lorsqu'il s'éloigne du fond de la vallée, son énergie interne augmente au détriment de son énergie cinétique, i.e. l'atome monte la colline de potentiel pour le niveau $m_F = +1/2$ tout en ralentissant son mouvement. Quand il arrive au sommet, la polarisation de la lumière ressentie est maintenant σ^- , ce qui peut induire une transition vers l'état excité qui peut statistiquement se désexciter par émission spontanée vers le sous-niveau $m_F = -1/2$. Le photon alors émis emporte avec lui l'énergie interne de l'atome gagnée pendant la montée de la vallée, résultant ainsi en une perte d'énergie globale de l'atome. Le processus se répète à plusieurs reprises, avec un atome de plus en plus lent, et donc plus froid. Ceci rappelle le mythe grec de Sisyphe qui, condamné par Zeus pour son irrespect, devait pour toute l'éternité rouler une énorme pierre en haut d'une colline, d'où elle redescendait aussitôt. Dans le cas des atomes, le supplice s'arrête lorsqu'ils n'ont plus assez d'énergie cinétique pour continuer à monter les collines de potentiel.

Deux configurations expérimentales différentes permettent la situation décrite précédemment. Elles sont associées à deux types de gradient de polarisation. À une dimension, ils peuvent être représentés par les configurations de champ $\text{lin} \perp \text{lin}$, correspondant à deux faisceaux laser contre-propageants dont la polarisation est linéaire et orthogonale

entre elles, et la configuration $\sigma^+ \sigma^-$, où les faisceaux sont polarisés circulairement et de façon opposée.

1.3.3 Configuration lin \perp lin

Dans cette configuration, la polarisation varie spatialement de linéaire à circulaire sur une distance de $\lambda/8$, comme cela est illustré dans la figure 1.8.

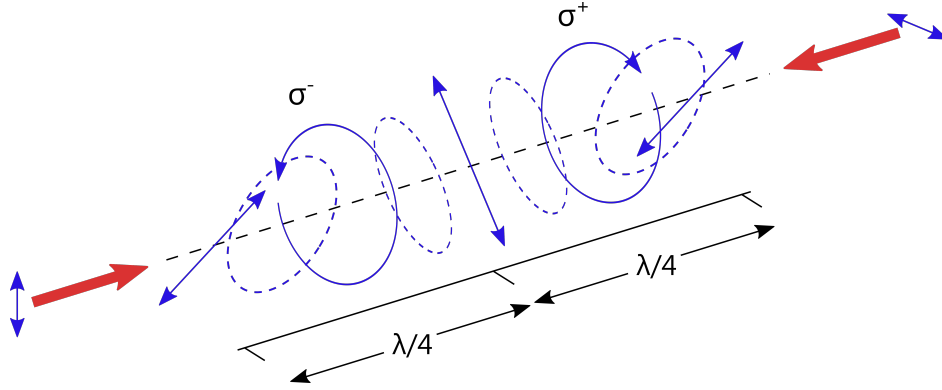


FIGURE 1.8 – Faisceaux contre-propageants polarisés linéairement en position orthogonale. La polarisation varie de linéaire à sa perpendiculaire, en passant par circulaire pour revenir finalement sur la polarisation linéaire d'origine, sur une distance de $\lambda/2$.

Une analyse quantitative de ce mécanisme a été faite dans DALIBARD et COHEN-TANNOUDJI [1989] pour l'exemple le plus simple qui est donné pour une transition $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$, en ce qui concerne le nombre de sous-niveaux impliqués. Nous rappelons ci-dessous les résultats les plus importants.

La force de refroidissement par gradient de polarisation, moyennée sur une longueur d'onde, peut être écrite par

$$F(v) = \frac{-\alpha v}{1 + (v/v_c)^2} \quad (1.17)$$

où le coefficient de frottement est donné par

$$\alpha = -3\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (1.18)$$

et la vitesse critique par

$$kv_c = \frac{1}{2\tau_p} = \frac{\Gamma}{9} \frac{I/I_{sat}}{4(\Delta/\Gamma)^2 + 1} \quad (1.19)$$

Nous pouvons remarquer deux choses sur les équations 1.17-1.18 :

- À basse vitesse ($v \ll v_c$), la force est linéaire avec la vitesse, et le coefficient de friction α est indépendant de l'intensité et proportionnel au désaccord Δ (voir la figure 1.9). Ce résultat est très différent de celui obtenu pour le refroidissement Doppler (équations 1.7 et 1.8), pour lequel le coefficient de friction est proportionnel à l'intensité laser, ayant un maximum pour un désaccord $\Delta = -\Gamma/2$.
- La plage de vitesses sur laquelle la force est linéaire est $\sim v_c$. Cette plage est proportionnelle à l'intensité du laser. Pour des intensités faibles, elle est fortement réduite. Là encore, ce résultat diffère beaucoup du refroidissement Doppler, pour lequel la plage de linéarité est Γ/k , indépendante de l'intensité (voir figure 1.10).

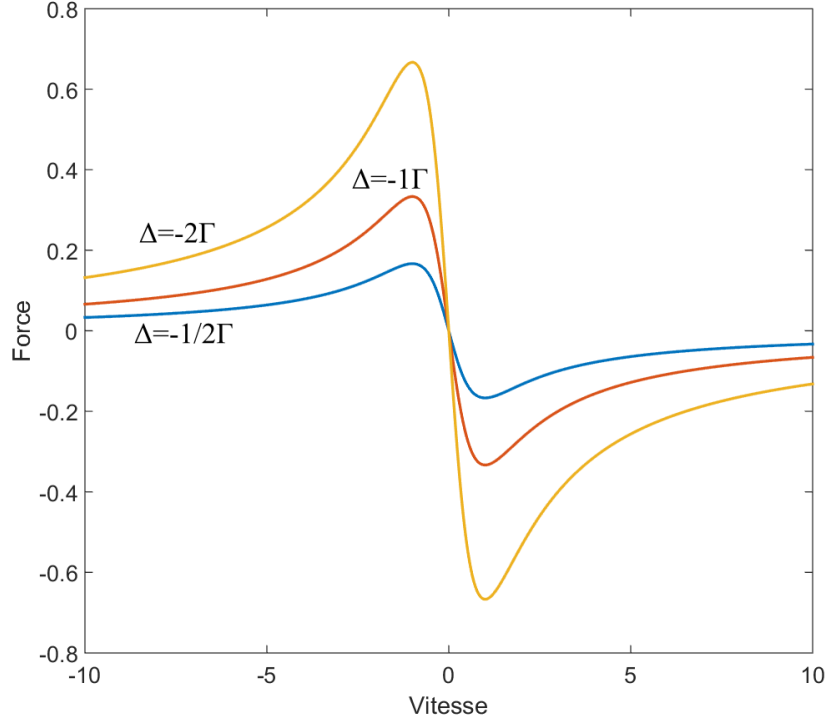


FIGURE 1.9 – Force du refroidissement sub-Doppler pour des différentes valeurs du désaccord. Cette figure montre que la force n'est pas maximale pour $\Gamma/2$, comme c'était le cas pour le refroidissement Doppler, mais qu'au contraire elle est proportionnelle au désaccord. Elle a le même profil que celle du refroidissement Doppler, mais la plage des vitesses pour laquelle elle est efficace est beaucoup plus petite, devenant linéaire avec la vitesse en dessous de v_c . La vitesse a été normalisée à v_c , et la force à $\hbar k \Gamma s/2$.

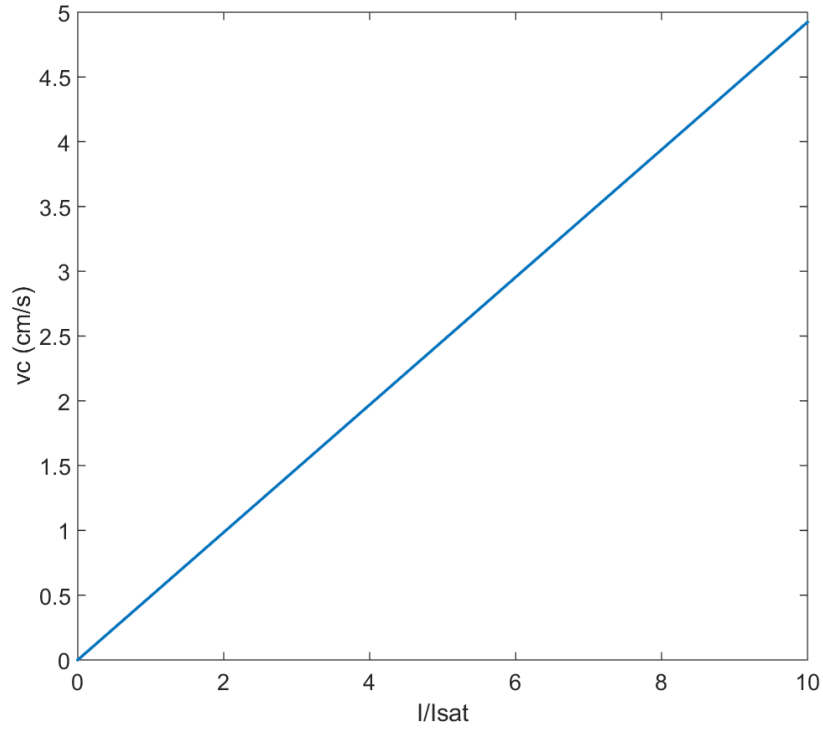


FIGURE 1.10 – Vitesse critique en fonction de l'intensité des faisceaux laser, pour laquelle le refroidissement Sisyphes est efficace. Pour des intensités en dessous de I_{sat} , v_c devient extrêmement faible.

Pour des paramètres typiques, i.e. pour le rubidium avec $I=I_{sat}$ et $\Delta = -\Gamma$, le coefficient de frottement sub-Doppler est autour d'un ordre de grandeur plus grand que celui du refroidissement Doppler. Quant à sa plage de linéarité, elle est inférieure de plus d'un ordre de grandeur.

Pour estimer la température d'équilibre sub-Doppler, il faut déterminer le coefficient de diffusion de l'impulsion D_p . Lorsque $|\Delta| \gg \Gamma$, elle équivaut à

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} \approx \frac{\hbar \Gamma^2}{4|\Delta|} \frac{I}{I_{sat}} \quad (1.20)$$

Nous trouvons donc que la température est d'autant plus basse que l'intensité du laser est faible et que le désaccord est grand. Dans la pratique, la valeur de Δ est limitée par l'existence des autres niveaux dans la structure électronique des atomes.

1.3.4 Configuration $\sigma^+ \sigma^-$

La variation de la polarisation dans la configuration $\sigma^+ \sigma^-$ est représentée dans la figure 1.11.

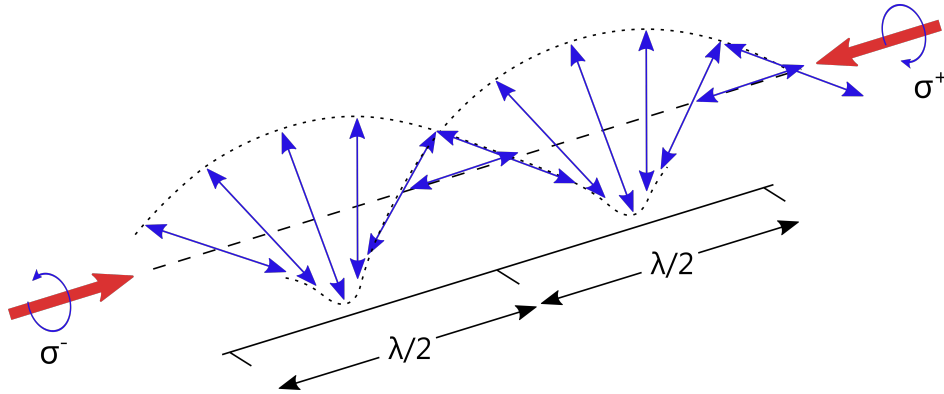


FIGURE 1.11 – Faisceaux contre-propageants polarisés circulairement en sens opposé l'un par rapport à l'autre. Le champ électrique est polarisé linéairement partout, mais la direction de la polarisation tourne autour de l'axe des faisceaux sur une longueur de $\lambda/2$.

De la même manière que pour la configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$, une analyse quantitative de la configuration $\sigma^+ \sigma^-$ a été faite dans DALIBARD et COHEN-TANNOUDJI [1989] pour la transition $F=1$ vers $F'=2$. Il est d'une certaine manière, plus compliqué que pour le cas $\text{lin} \perp \text{lin}$, mais les résultats sont similaires : la force de refroidissement est caractérisée par un coefficient de frottement α important, et une plage de vitesse de l'ordre de $\omega_R^2/k|\Delta|$ au-delà de laquelle la force s'approche graduellement de l'expression de celle du refroidissement Doppler.

Les expressions suivantes donnent le coefficient de frottement et la température :

$$\alpha = -\frac{24}{17} \hbar^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{I}{4(\Delta/\Gamma)^2 + 1} \quad (1.21)$$

et

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma^2}{2|\Delta|} \frac{I}{I_{sat}} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{1}{4(\Delta/\Gamma)^2 + 1} \right] \quad (1.22)$$

Pour des désaccord élevés, ce résultat est très similaire à celui obtenu pour les polarisations $\text{lin} \perp \text{lin}$.

Les équations 1.20 et 1.22 suggèrent qu'il est possible de diminuer la vitesse indéfiniment en augmentant le désaccord et en réduisant l'intensité, mais ce raisonnement ne correspond évidemment pas à une réalité physique. Premièrement, la structure des sous-niveaux hyperfins est plus complexe que la situation précédemment décrite. Ensuite, l'analyse n'est plus valide lorsque l'impulsion que reçoit l'atome devient comparable au recul atomique associé avec l'absorption ou émission d'un photon unique. À ce moment-là, la longueur d'onde de de Broglie associée à l'atome est comparable avec la longueur d'onde du laser, ce qui rend ce traitement semi-classique invalide. Un traitement purement quantique du système $\text{lin} \perp \text{lin}$ à une dimension prédit une température minimale correspondant à une impulsion r.m.s. de $\sim 6\hbar k$ CASTIN et DALIBARD [1991], ce qui, dans le cas du rubidium, correspond à quelques μK .

1.4 Piège Magnéto-Optique

Ashkin et Gordon ont montré ASHKIN et GORDON [1983] qu'un piège d'atomes basé exclusivement sur les cycles d'absorption/émission de photons, à partir d'une configuration statique de faisceaux laser, est fondamentalement instable. Ceci est connu sous le nom de *théorème d'Earnshaw optique* en analogie avec le théorème en électrostatique, qui affirme qu'il est impossible de piéger des particules chargées avec des champs statiques : la divergence du champ électrique est zéro dans une région sans charges, et donc n'importe quel point subissant un gradient de champ doit avoir une position d'équilibre instable. L'analogie optique est une région de l'espace où il n'y a pas de sources de photons, comme le vide. Si la force de diffusion est proportionnelle au flux de photons (intensité), elle aura une divergence nulle, correspondant à un piège instable. Néanmoins, le théorème d'Earnshaw optique s'applique uniquement si la force de diffusion est proportionnelle à l'intensité. Il est donc possible de transformer cette proportionnalité en une dépendance spatiale en utilisant par exemple un champ externe, créant ainsi un piège stable.

Un exemple célèbre de ce concept est le piège magnéto-optique (MOT en l'anglais *magneto-optical trap*). L'idée, conçue originalement par Jean Dalibard et réalisée expérimentalement par RAAB et collab. [1987], était d'utiliser de la lumière polarisée circulairement pour produire des mélasse optiques, et d'ajouter un champ magnétique quadripolaire circulaire. Les atomes s'éloignant de l'origine du champ, sont ainsi ramenés en résonance par effet Zeeman avec les lasers, ce qui les pousse de retour vers le centre du piège. La généralisation à trois dimensions se fait en utilisant un champ magnétique produit par des bobines en configuration anti-Helmholtz (voir la figure 1.12).

La première réalisation d'un MOT RAAB et collab. [1987], utilisait des gradients de champ de l'ordre de 5 Gauss.cm^{-1} , avec une profondeur atteignant 0.4 K . Ceci signifie que seuls les atomes ayant une vitesse inférieure à la vitesse critique $v_c = 17 \text{ m.s}^{-1}$, pouvaient être piégés. Autour de 10^7 atomes furent ainsi confinés dans un nuage de 0.5 mm de diamètre. Les atomes piégés avaient une température inférieure à 1 mK et une durée de vie d'environ de 2 minutes.

1.4.1 Taux de chargement

Le nombre d'atomes qui peuvent être piégés de manière stable dans un MOT est défini par l'équilibre entre le taux de chargement et le taux de pertes d'atomes. Ces taux sont

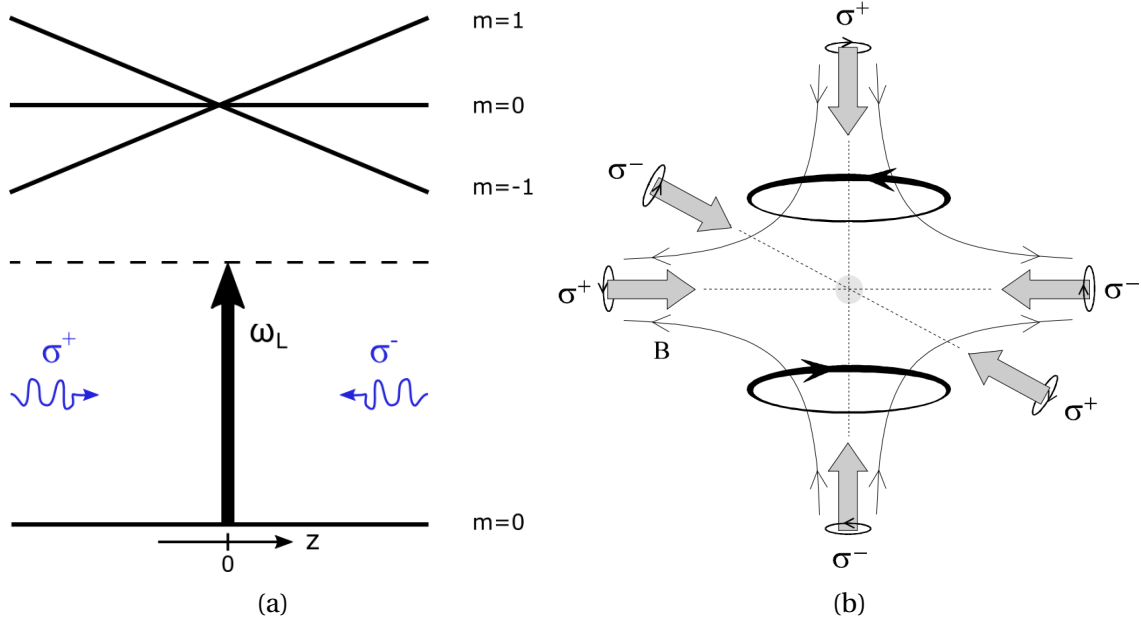


FIGURE 1.12 – Figure 1.12a : Un atome ayant une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ est placé dans un champ magnétique variant linéairement $B_z(z) = bz$. S'il se trouve dans une position de coordonnée z positive, il est ramené en résonance par effet Zeeman et poussé vers $z = 0$ par le faisceau σ^- , qui est adressé à la transition $\Delta m = -1$. Figure 1.12b : Généralisation du principe du piège magnéto-optique à trois dimensions spatiales. Cette image a été adaptée à partir de ZACHOROWSKI et collab. [1998].

facilement observables en analysant le nombre d'atomes dans le piège en fonction du temps, juste après l'allumage du piège. Si R_f est le taux de chargement, et en supposant que le coefficient de perte γ est indépendant du nombre d'atomes piégés $N(t)$, alors la variation du nombre d'atomes au cours du temps est MONROE et collab. [1990]

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_f - \gamma N(t) \quad (1.23)$$

L'équation 1.23 a comme solution

$$N(t) = \frac{R_f}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \quad (1.24)$$

R_f est le taux auquel les atomes rentrent dans le volume V du piège, s'ils ont une vitesse inférieure à la vitesse critique v_c

$$R_f = \frac{n_v V^{2/3} v_c^4}{2u^3} \quad (1.25)$$

où n_v est la densité de la vapeur ambiante, et $u = \sqrt{2k_B T_v / m}$ est la vitesse la plus probable des atomes dans la vapeur, ayant une température T_v .

En supposant que la transition de refroidissement est saturée, de sorte que les atomes décélèrent à un taux constant, la vitesse de piégeage est proportionnelle à \sqrt{d} , où d est la dimension linéaire caractéristique du piège. Ceci fait que le taux de chargement est proportionnel à d^4 , et linéaire avec la pression de la vapeur ambiante. En conséquence, pour maximiser le taux de chargement il faut utiliser une haute pression de vapeur ambiante. Des grands faisceaux laser permettent en plus d'augmenter le volume piégeant, à condition qu'ils aient suffisamment de puissance pour saturer la transition.

1.4.2 Pertes

Le facteur clé limitant sévèrement la densité et le nombre d'atomes dans un MOT, est les collisions à deux corps RAAB et collab. [1987]. À cause de ce processus, la densité n dans le MOT décroît plus rapidement qu'un exponentiel, et son évolution temporelle est décrite par une équation de la forme PRENTISS et collab. [1988]

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n - \beta n^2 \quad (1.26)$$

où β est un paramètre caractérisant les pertes dues aux collisions à 2 corps.

Deux mécanismes dominent le processus de pertes, pouvant être interprétés en considérant le potentiel d'interaction entre deux atomes qui rentrent en collision.

Premièrement, des collisions qui modifient la structure fine des atomes. Si les deux atomes sont dans l'état fondamental ($S_{1/2}$ pour les alcalins), le potentiel de longue portée est dominé par la faible attraction de van der Waals en r^{-6} , avec des longueurs d'interaction typiques d'environ 1 nm. Si un des atomes est dans l'état excité, il y a une interaction dipôle-dipôle en r^{-3} beaucoup plus forte, avec une portée dans l'ordre de 100 nm, et il existe un certain nombre d'états moléculaires dans lesquels les atomes peuvent tomber après une collision, avec des potentiels interatomiques attractifs ($S_{1/2}+P_{1/2}$) ou répulsifs ($S_{1/2}+P_{3/2}$).

Deuxièmement, la redistribution radiative. En effet, dans la discussion précédente nous avons implicitement supposé que tous les atomes voient la même intensité de lumière, et que les photons diffusés sont perdus et n'interviennent plus dans le processus. Ceci n'est plus forcément valable lorsque les épaisseurs optiques sont suffisamment élevées. Le nuage atomique diffuse en effet une fraction importante de la lumière incidente. Les couches extérieures du nuage projettent une ombre sur le centre du nuage, ce qui tend à le compresser. À contrario, la lumière diffusée depuis le centre et réabsorbée tend à étendre le nuage SESKO et collab. [1989]. À première vue, ces effets peuvent sembler se compenser, mais le spectre de la lumière diffusée est légèrement différent de celui de la lumière du laser MOLLOW [1972]. Ceci peut être mieux compris avec l'interprétation de l'atome habillé⁵. Pendant que la plupart de la lumière fluorescente a une fréquence proche de la fréquence du laser ω_L , une petite quantité est émise avec les fréquences $\omega_L \pm \Omega$, où Ω est la fréquence de Rabi, correspondant à la desexcitation spontanée depuis les états habillés $|1(n+1)\rangle$ vers $|2(n)\rangle$ et depuis $|2(n+1)\rangle$ vers $|1(n)\rangle$, ce qui est connu comme le triplet de Mollow. Le problème est que la lumière $\omega_L + \Omega$ est proche de la résonance et fournit donc une forte pression vers l'extérieur SESKO et collab. [1991], donnant une limite supérieure à la densité. Au début du chargement du MOT, le nuage atomique ressemble initialement à un gaz parfait avec un volume constant et une distribution de densité gaussienne SESKO et collab. [1991]. Lorsqu'environ 10^4 atomes sont piégés, la densité critique est atteinte et le nuage commence à s'étendre et acquiert un profil de densité plat. Si plus d'atomes sont piégés, l'épaisseur optique du nuage augmente jusqu'au point où un nombre important de photons sont diffusés de multiples fois. Ceci mène à une augmentation dans la pression de radiation vers l'extérieur et la densité commence à décroître KETTERLE et collab. [1993], LINDQUIST et collab. [1992].

Le nombre d'atomes qui peuvent être piégés de façon stable dans un MOT est donc obtenu lorsque l'équilibre est atteint entre le taux de chargement et le taux de pertes. Le premier dépend de la pression de la vapeur ambiante et du volume piégeant donné par

5. Une description complète de l'approche de l'atome habillé est donné dans DALIBARD et COHEN-TANNOUDJI [1985] par Claude Cohen-Tannoudji et Jean Dalibard, pour l'interaction entre un atome et un champ laser.

la taille des faisceaux laser, alors que le deuxième dépend du taux de collisions à deux corps et de la diffusion multiple de photons dans le MOT. Ces deux derniers phénomènes sont dus aux hautes épaisseurs optiques atteintes lorsque le nombre d'atomes piégés devient important. Expérimentalement, il est typiquement possible de piéger entre 10^7 et 10^9 atomes, avec des temps de chargement pouvant aller de quelques centaines de milli-secondes à plusieurs secondes.

1.5 Pièges conservatifs

Avec les techniques de refroidissement sub-Doppler décrites précédemment, nous avons vu que la vitesse minimale atteignable est de l'ordre de l'impulsion reçue par l'atome lorsqu'il absorbe un photon. Dans le cas du rubidium 87, cela correspond à une température de recul T_{rec} de l'ordre de 360 nano-Kelvins. Pour mettre en évidence de façon macroscopique les propriétés quantiques du nuage d'atomes, il est cependant nécessaire de diminuer leur température au-delà de la limite du refroidissement sub-Doppler. Ceci est possible en utilisant notamment le refroidissement par évaporation, pour lequel il est nécessaire que les atomes soient piégés dans des pièges conservatifs. Généralement, ces pièges peuvent être faits soit avec de la lumière (piège dipolaire optique), soit avec des champs magnétiques externes (pièges magnétiques). Ce sont tous les deux des pièges conservatifs, c'est-à-dire que leur force de piégeage dérive d'un potentiel, ce qui n'est pas le cas d'un MOT par exemple, dont la force de piégeage est dissipative. Cette section décrit donc le principe des pièges conservatifs que nous avons implémentés dans notre expérience, et qui ont pour but de dépasser la limite de température sub-Doppler et d'augmenter la dégénérescence quantique du nuage d'atomes, grâce au refroidissement par évaporation.

1.5.1 Piège dipolaire optique

Un minimum local de l'énergie potentielle peut être généré en utilisant de la lumière. Nous parlons alors de piège optique. Lorsque l'objet piégé est un atome, c'est l'interaction entre le champ électrique oscillant de la lumière et le moment dipolaire induit dans l'atome par cette même lumière, qui modifie l'énergie d'un état atomique. Un état ainsi modifié a subi un *déplacement lumineux*, dont le signe dépend du désaccord du laser Δ par rapport à la transition atomique. Une description plus détaillée de ce phénomène, connu sous le nom d'*effet Stark*, sera donnée ultérieurement dans le chapitre 3 de ce manuscrit. Pour l'instant, nous allons lister les résultats les plus importants et les plus pertinents qui en dérivent.

Puisque le sens du déplacement lumineux dépend du signe du désaccord Δ , le type de piège dépend aussi du signe de Δ . Pour $\Delta < 0$ (désaccord vers le rouge), l'atome est attiré vers le maximum d'intensité, qui a alors une énergie négative comparé au cas où il n'y a pas de lumière. En revanche, lorsque $\Delta > 0$ (désaccord vers le bleu), les atomes sont repoussés du maximum d'intensité. Pour former un piège, il faut alors générer un minimum local d'intensité.

Pour un atome à deux niveaux, le déplacement lumineux de l'état fondamental est

$$\Delta U = -\frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\omega_R^2 + \Delta^2} - \Delta \right) \quad (1.27)$$

où ω_R est la fréquence de Rabi définie plus tôt dans ce chapitre dans l'équation 1.5, et $\Delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord entre la fréquence du laser et la transition atomique.

Pour $\Delta \gg \omega_R$, l'équation 1.27 se réduit à

$$\Delta U = -\frac{\hbar \omega_R^2}{4\Delta} \quad (1.28)$$

Pour un faisceau Gaussien de rayon au col w_0 (correspondant au rayon à $1/e^2$) et de puissance P_0 , la profondeur du puits de potentiel est

$$U_0 = -\frac{\hbar I P_0}{4\pi w_0^2 \Delta I_{sat}} \quad (1.29)$$

Pour des atomes multi-niveaux, le déplacement lumineux d'un niveau hyperfin est égale à la somme de toutes les transitions auxquelles il contribue. Pour la lumière polarisée linéairement, les forces des oscillateurs additionnées sur la structure hyperfine de l'état excité sont les mêmes pour tous les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental. Par conséquent, si le désaccord est plus grand que la levée de dégénérescence de la structure hyperfine (i.e. $\Delta > \Delta_{hf}$), tous les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental subissent le même déplacement lumineux. Cette dégénérescence des sous-niveaux magnétiques dans un piège dipolaire polarisé linéairement et grandement désaccordé permet de piéger des atomes de spin arbitraire. Par ailleurs, si le désaccord est plus grand que la levée de dégénérescence de la structure fine (i.e. $\Delta > \Delta_f$), l'atome peut être considéré comme un système à deux niveaux. Dans ce cas, la profondeur du puits est donnée par l'équation 1.29 avec une intensité de saturation égale à $I_{sat} = \frac{\pi \Gamma \hbar c}{3\lambda^3}$ GORDON et ASHKIN [1980].

Un processus limitant l'efficacité du piège dipolaire optique est l'échauffement des atomes dû à la diffusion spontanée de photons. Pour des désaccords plus grands que quelques largeurs naturelles ($\Delta > \Gamma$), le taux de diffusion spontanée devient

$$\Gamma_{sc} = \frac{\omega_R^2}{4\Delta^2} \Gamma \quad (1.30)$$

Pour de faibles désaccords, cet échauffement radiatif limite sévèrement la durée de vie du piège, c'est-à-dire, le temps de piégeage des atomes. Les équations 1.29 et 1.30 rendent compte de la diminution lente de la profondeur du piège, qui est proportionnelle à I/Δ , en comparaison avec celle du taux de diffusion, proportionnelle à I/Δ^2 , lorsque Δ augmente. Une solution évidente au problème d'échauffement est donc d'augmenter l'intensité et le désaccord pour maintenir la profondeur du piège et réduire l'échauffement radiatif. Dans la limite d'un désaccord très grand $\Delta \gg \Gamma$, il est attendu que la lumière crée un potentiel conservatif presque parfait, dans lequel la durée de vie serait limitée uniquement par la pression du gaz résiduel. Les pièges dipolaires ont plusieurs avantages. Étant donné que le piégeage ne dépend pas de l'état de spin, ces pièges peuvent être faits dans des géométries flexibles permettant d'avoir un bon accès optique au nuage d'atomes. Ils produisent un confinement étroit qui est souhaitable pour un refroidissement par évaporation efficace. Ils permettent en plus d'éviter les forts champs magnétiques et la dissipation thermique qui les accompagne (de l'ordre du kW).

Un des points négatifs est que pour produire des pièges profonds et qui aient simultanément un grand volume, la puissance laser nécessaire est très élevée. De plus, le transfert entre le MOT et le piège dipolaire optique engendre en général des pertes considérables d'atomes, d'un facteur typique de 10^3 , dues à la différence de volume des deux pièges.

Dans notre expérience, nous avons construit un piège optique désaccordé vers le rouge, dont les principales caractéristiques sont notées ci-dessous.

Piège désaccordé vers le rouge

Le potentiel dipolaire fourni par un faisceau laser à profil gaussien, de puissance P_0 et très désaccordé vers le rouge par rapport à la transition atomique, est en bonne approximation harmonique au centre du piège et peut s'écrire comme

$$U = -|U_0| + \frac{1}{2}m(\omega_r^2 r^2 + \omega_a^2 z^2) \quad (1.31)$$

où

$$U_0 = \frac{\hbar I^2 P_0}{4\pi w_0^2 I_{sat} |\Delta|} \quad (1.32)$$

est la profondeur du piège en $(r = 0, z = 0)$, et

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{mw_0^2}} \quad (1.33)$$

$$\omega_a = \sqrt{\frac{2|U_0|}{mz_R^2}} \quad (1.34)$$

sont respectivement les fréquences de piégeage radiale et axiale, et où z_R est la longueur de Rayleigh et w_0 le rayon du faisceau.

La figure 1.13 montre une simulation du piège dipolaire réalisée dans l'expérience. Cette simulation est produite pour un laser de longueur d'onde 1064 nm, de puissance $P_0 = 2.4$ W, et de rayon de col $w_0 = 80$ μm . Avec ces paramètres expérimentaux, le piège a une profondeur de ~ 1 MHz, ce qui équivaut à ~ 50 μK en unités de température. Ces fréquences de piégeage sont $\omega_r \approx 1.4$ kHz et $\omega_a \approx 4$ Hz, ce qui montre clairement la différence entre les confinements radial et axial. Pour que les atomes puissent y être piégés, il est nécessaire qu'ils soient préalablement refroidis à une température de $\sim U_0/10$, ce qui dans ce cas correspond à quelques μK .

1.5.2 Piège magnétique

Le piégeage magnétique d'atomes neutres est dû au couplage entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ de l'atome et un champ magnétique externe. Cela produit une levée de dégénérescence des sous-états magnétiques de différent m_F . Cet effet est connu sous le nom d'*effet Zeeman*. Un atome placé dans un champ magnétique inhomogène sera alors soumis à un potentiel variant spatialement, et pouvant avoir un minimum. Comme pour le cas du piège dipolaire optique, les atomes peuvent être piégés dans ces minimums d'énergie potentielle.

L'interaction d'un atome avec un champ magnétique inhomogène $\mathbf{B}(r)$ peut être décrite par le potentiel d'interaction $V(r)$

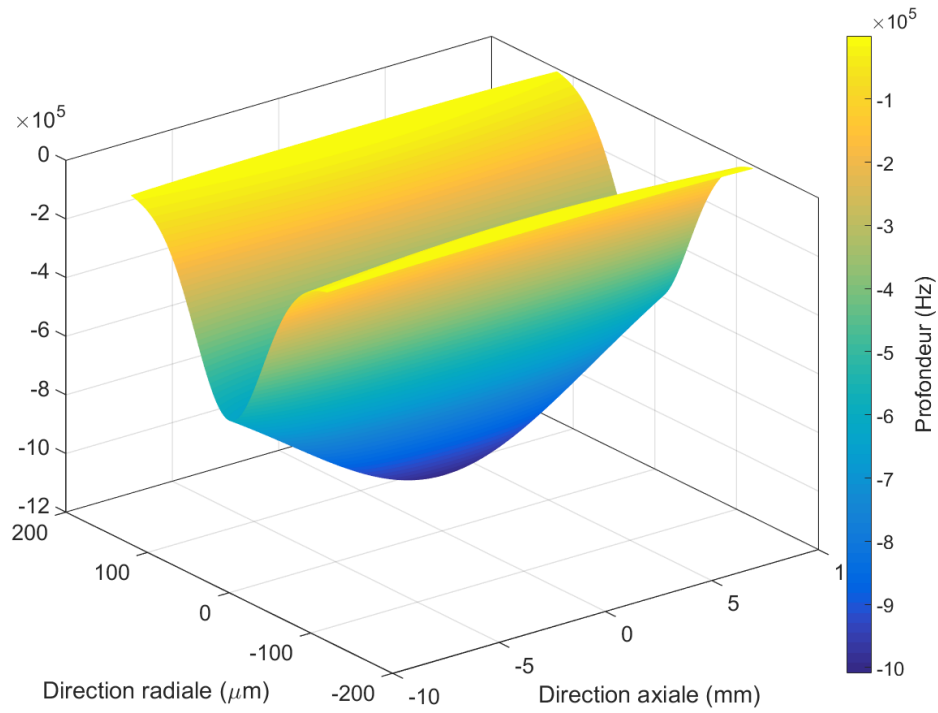
$$V(r) = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}(r) \quad (1.35)$$

où $\boldsymbol{\mu}$ est le moment magnétique de l'atome dans son état fondamental et r sa position dans l'espace. Sa composante selon l'axe du champ magnétique est

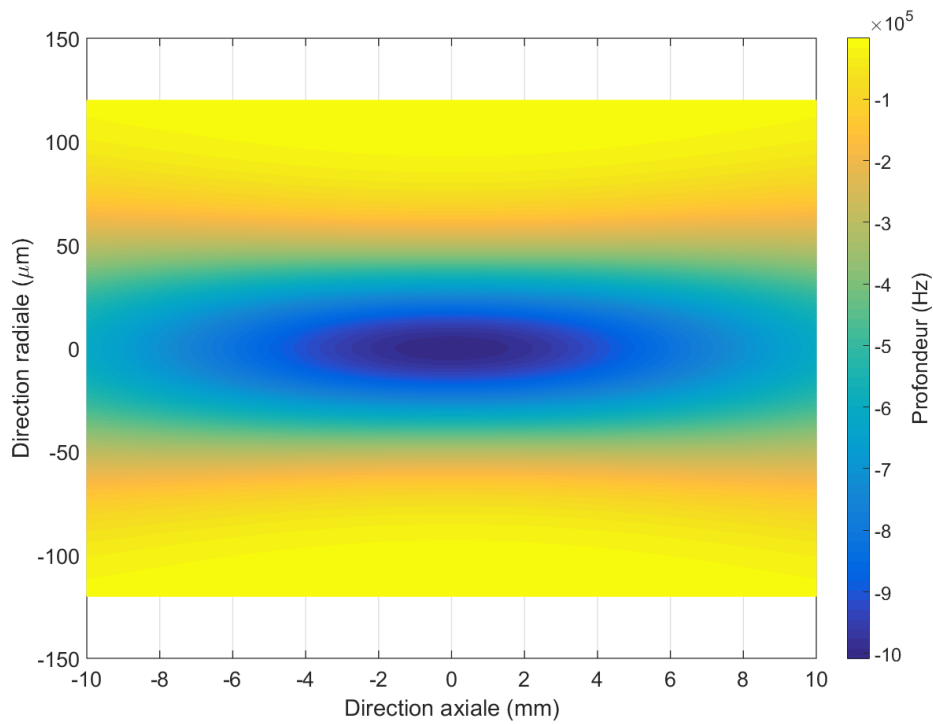
$$\mu_z = -m_F g_F \mu_B \quad (1.36)$$

où g_F est le facteur de Landé, et $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$ J.T $^{-1}$ est le magnéton de Bohr.

Si μ_z est positif, l'atome ressent une force qui le pousse vers les régions où le champ est le plus élevé, alors que s'il est négatif, la force est dirigée vers les régions où le champ



(a) Vue tridimensionnelle



(b) Vue verticale

FIGURE 1.13 – Simulation numérique du piège dipolaire désaccordé vers le rouge utilisé dans l'expérience.

est le moins important. Pour cette raison, les états de moment magnétique positif sont appelés *high field seekers*, et ceux de moment magnétique négatif *low field seekers*.

Puisqu'un maximum local de B est impossible dans des régions où le courant électrique est nul WING [1984], la conception des pièges magnétiques s'est orienté vers des configurations générant un minimum de potentiel du champ magnétique. En conséquence, les seuls états atomiques piégeables sont les *low field seekers*.

La profondeur du piège est déterminée par l'amplitude de l'effet Zeeman. Dans beaucoup d'expériences utilisant des alcalins, l'intensité du champ magnétique utilisé est relativement faible, et en conséquence la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman est inférieure à celle des sous-niveaux hyperfins. Dans ce cas, le développement au premier ordre de l'énergie caractérisant l'intensité de l'effet Zeeman peut être écrit comme

$$\Delta E_z = \mu_z B \quad (1.37)$$

Dans le cas des alcalins, μ_z est de l'ordre de $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$ ou 0.67 K.T^{-1} en unités de température. Puisque dans ce genre d'expérience les valeurs typiques des champs magnétiques utilisés sont très en dessous du tesla, la profondeur du piège magnétique est en général beaucoup plus faible qu'un kelvin, et par conséquent les atomes doivent être refroidis préalablement avant de les charger dans un piège magnétique. Dans notre expérience, nous utilisons pour cela le MOT et les mélasses optiques.

Il existe différents moyens de créer un minimum de potentiel. Pour des raisons de simplicité de montage, nous avons utilisé un piège quadripolaire. Nous décrivons le principe ci-dessous.

Piège quadripolaire

Le piège magnétique quadripolaire MIGDALL et collab. [1985] est une configuration simple où le champ magnétique varie linéairement avec la distance dans toutes les directions de l'espace. Il est réalisable en utilisant deux bobines en configuration anti-Helmholtz. Dans cette configuration, les bobines sont placées l'une face à l'autre, séparées d'une distance égale à leur rayon, et avec un courant les parcourant dans le sens inverse (voir la figure 1.14).

Si l'axe reliant les deux bobines est l'axe z , il existe une symétrie de rotation autour de cet axe. Si on dénote le gradient de champ magnétique dans les directions x et y comme B' , alors le gradient selon l'axe z doit être $-2B'$ puisque la divergence du champ magnétique est nulle, i.e. $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Le champ magnétique autour du minimum varie donc comme

$$\mathbf{B} = B'(x, y, -2z) \quad (1.38)$$

et son amplitude est $|\mathbf{B}| = B'(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2}$, variant donc linéairement avec la distance au minimum, donnée en $r = 0$. Sa pente dépend de la direction.

La figure 1.14 montre aussi les lignes de champ du champ magnétique d'un piège quadripolaire. Le zéro du champ magnétique est dans le centre du piège et il augmente linéairement dans toutes les directions.

En absence de perturbation externe, la population atomique est distribuée de façon homogène sur tous les sous-niveaux m_F . De ce fait, il est nécessaire de transférer la population vers un des états *low field seekers* pour maximiser le nombre d'atomes piégés. Dans notre expérience, la population atomique a été transférée vers l'état $5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$ par pompage optique avec un faisceau σ^+ . Le gradient de champ magnétique minimal pour compenser la gravité et piéger magnétiquement les atomes peut être obtenu en égalisant à zéro le potentiel gravito-magnétique BERTOLDI et RICCI [2008]

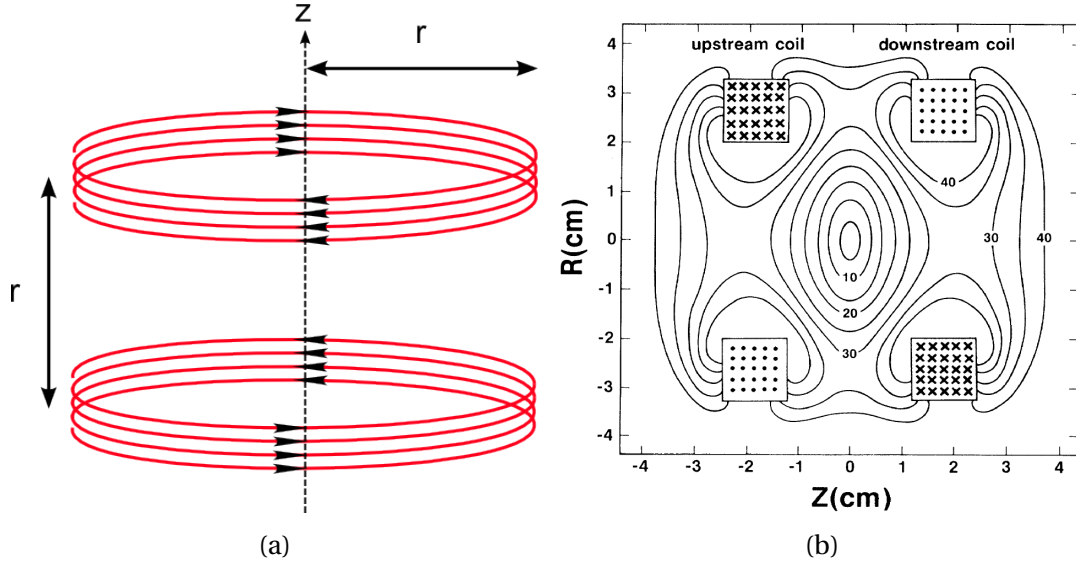


FIGURE 1.14 – Figure 1.14a : Bobines produisant le piège magnétique quadripolaire, placées en configuration anti-Helmholtz. Figure 1.14b : champ magnétique généré par une telle configuration des bobines, dans un plan contenant l’axe de symétrie z . Image reprise de MIGDALL et collab. [1985].

$$B' = -\frac{mg}{\mu_z} = -\frac{mg}{m_F g_F \mu_B} \quad (1.39)$$

où m est la masse de l’atome et g le module de la pesanteur.

Pour l’atome de rubidium dans l’état en question ($m_F = +2$ et $g_F = +1/2$), ce gradient vaut -15.3 Gauss/cm.

Les pièges quadripolaires ont plusieurs avantages. En plus d’être simples dans leur conception et construction, ils ont des grands volumes de piégeage, qui peuvent être utilisés pour matcher la taille du nuage atomique refroidis dans un MOT. En plus, le potentiel linéaire fournit un confinement étroit, ce qui permet de refroidir efficacement les atomes par évaporation.

Le grand désavantage des pièges quadripolaires est l’existence d’un zéro de champ magnétique, à travers lequel les atomes les plus froids peuvent s’échapper du piège. En effet, nous avons supposé implicitement que lorsque les atomes sont plongés dans le potentiel créé par le champ magnétique, ils restent dans le même état quantique. Ceci est une bonne approximation tant que le champ magnétique varie lentement, et que les atomes suivent ces changements de façon adiabatique. Cependant, un atome en mouvement ressent un champ magnétique dépendant du temps, ce qui peut induire des transitions entre les sous-niveaux m_F . Plus particulièrement, les atomes qui se trouvent dans des états chercheurs de champ faible peuvent subir des transitions vers les états chercheurs de champ fort, ce qui est connu comme retournement de spin, et être ainsi éjectés du piège. Cet effet est augmenté lorsque la fréquence du champ dépendant du temps devient comparable à celle des transitions entre les sous-niveaux m_F , de l’ordre de $\mu_z B$, qui deviennent nulles pour $B=0$. Ce processus est connu sous le nom de *pertes de Majorana* BRINK et SUKUMAR [2006], dont la théorie des pertes induites thermiquement a été développée par HENKEL et collab. [1999]. Il a également été étudié expérimentalement par HARBER et collab. [2003].

Lorsque le nuage est à l’équilibre thermique, le taux d’atomes subissant des retournements de spin est donné par l’équation LIN et collab. [2009]

$$1/\tau_M = 1.85 \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu B'}{k_B T} \right)^2 \quad (1.40)$$

où τ_M est le temps qu'un atome reste dans le piège magnétique avant de subir un retournement de spin et d'y être éjecté.

Il existe néanmoins des techniques permettant d'éviter ces pertes. Nous pouvons nommer notamment le piège TOP (en anglais *time-orbiting potential*) PETRICH et collab. [1995], ANDERSON et collab. [1995], le connecteur optique (*optical plug* en anglais) NAIK et RAMAN [2005], DAVIS et collab. [1995], ou encore le piège Ioffe-Pritchard PRITCHARD [1983], ERNST et collab. [1998].

Dans notre expérience, la simplicité d'implémentation et le temps nécessaire pour construire le piège quadripolaire ont été des facteurs déterminants pour notre choix. Pour éviter ou minimiser les pertes de Majorana, nous avons considéré la possibilité d'utiliser un piège dipolaire conjointement au piège quadripolaire, formant ainsi un piège hybride. Cette solution est décrite plus loin dans ce chapitre, mais avant cela, nous allons décrire le cadre théorique de la dernière étape de refroidissement utilisée dans notre expérience : le refroidissement par évaporation.

1.6 Refroidissement par évaporation dans un piège conservatif

L'évaporation dans un piège conservatif prend le relais du refroidissement sub-Doppler dans la séquence de refroidissement d'atomes. Il s'agit d'une étape qui permet d'atteindre des températures sub-recul⁶, et qui généralement suffit pour mener le système atomique au régime de dégénérescence quantique. Pour qu'elle soit efficace, des conditions initiales de température et densité spatiale doivent être vérifiées dans le nuage atomique, juste après son chargement dans un piège conservatif.

Le régime de dégénérescence quantique est atteint lorsque la longueur d'onde thermique λ_{dB} associée à chaque atome, devient comparable en taille à la distance interatomique moyenne. À partir de ce moment, le système acquiert un comportement collectif de nature purement quantique, qui dans le cas des bosons est connu sous le nom de *condensat de Bose-Einstein*, et dans le cas des fermions, comme *gaz fermionique dégénéré* ANDERSON et collab. [1995], BRADLEY et collab. [1995], DAVIS et collab. [1995]. Des détails de ce régime quantique ne seront pas donnés dans ce manuscrit, puisque l'étude de ses propriétés sort du cadre du travail réalisé pendant ces trois ans de thèse. Néanmoins, les gaz quantiques dégénérés jouent actuellement un rôle capital dans ce qui est connu comme la troisième révolution quantique, à savoir, le contrôle de systèmes quantiques macroscopiques et l'essor des technologies quantiques LEWENSTEIN et collab. [2012].

1.6.1 Principe

La description théorique du refroidissement par évaporation a été traitée dans différentes publications, notamment dans LUITEN et collab. [1996] et KETTERLE et VAN DRU-

6. D'autres techniques permettent aussi d'atteindre des températures sub-recul, notamment la VSCPT (*Velocity Selective Coherent Population Trapping*) ou le refroidissement Raman, mais elles n'ont pas été utilisées dans notre expérience. Leur description va donc au-delà de ce que vise ce manuscrit et ne seront pas détaillées ici. Pour une description des mécanismes impliqués, lire KASEVICH et CHU [1992].

TEN [1996]. Dans cette section nous rappelons les ingrédients essentiels à la compréhension de ce processus.

Considérons un nuage d'atomes piégés dans un potentiel conservatif, comme ceux décrits précédemment. Les atomes sont donc distribués thermiquement dans les différents niveaux énergétiques du piège. Le principe de base du refroidissement par évaporation est de laisser sortir du piège les atomes les plus énergétiques (et donc les plus chauds). De cette manière, les atomes restants dans le piège sont globalement plus froids. Si une troncation est faite sur le piège, seuls les atomes ayant une énergie au moins égale à celle du piège à hauteur de la troncation pourront s'échapper. Dans la pratique, le piège peut être tronqué, par exemple dans un piège magnétique, en utilisant un signal de radio-fréquence pour induire des transitions atomiques à partir des états *low field seeker* vers des états *high field seeker*, expulsant donc du piège les atomes ayant subi ces transitions. Puisque la fréquence de résonance dépend de la position comme conséquence de l'effet Zeeman et de l'inhomogénéité du champ magnétique, la position de la troncation dans le piège peut être choisie en ajustant la fréquence de l'onde RF. Cette dernière est donc régulièrement ajustée pour expulser les atomes ayant des énergies de plus en plus basses au fur et à mesure que les atomes les plus chauds sont expulsés et les restants refroidis.

Dans un piège optique, l'équivalent peut être obtenu en diminuant l'intensité du faisceau laser (voir la figure 1.15).

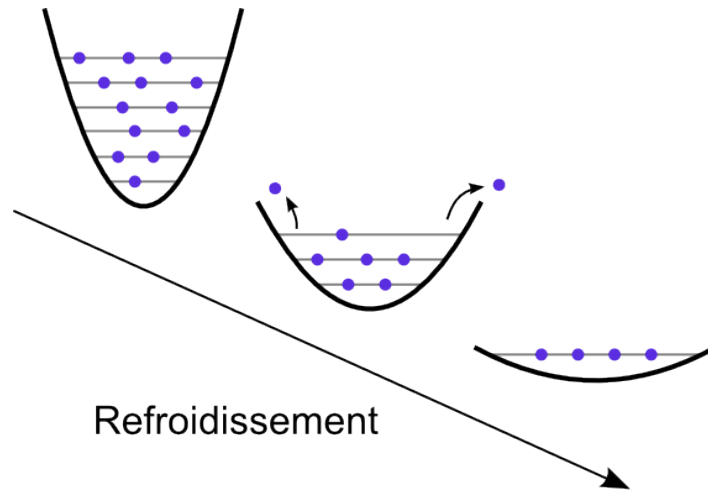


FIGURE 1.15 – Principe de refroidissement par évaporation dans un piège dipolaire optique progressivement relaxé.

Le refroidissement par évaporation se passe dans une échelle exponentielle : dans un intervalle de temps, tous les paramètres pertinents (nombre d'atomes, température, densité) changent d'un certain facteur. Le degré de ce changement durant le processus d'évaporation est mesuré par le paramètre α , qui est donc logarithmique

$$\alpha = \frac{d(\ln T)}{d(\ln N)} = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}/N} \quad (1.41)$$

où N et T sont respectivement le nombre d'atomes et la température du système. α dénote la diminution de la température par particule éjectée, donc en maximisant α on maximise l'efficacité du refroidissement par évaporation.

La maximisation de α ne garantit pas néanmoins l'augmentation de la dégénérescence du système. Pour cela il faut plutôt maximiser la densité dans l'espace de phases LUITEN et collab. [1996], qui est définie ci-après.

1.6.2 Densité dans l'espace des phases

Un atome de masse m a une longueur d'onde de de Broglie thermique associée, définie par l'équation 1.1. Si n est la densité spatiale des atomes, la densité dans l'espace des phases est définie par la quantité adimensionnelle

$$\rho = n\lambda_{dB}^3 \quad (1.42)$$

Cette quantité peut être considérée approximativement comme le nombre de particules contenues dans une boîte de volume \hbar^3 dans l'espace des phases. S'il s'agit d'un gaz obéissant aux lois de statistique classique, la densité dans l'espace des phases fournit un moyen de mesurer l'occupation des états à une particule. La majorité des états occupés ont une énergie de l'ordre de $k_B T$ ou moins, et en conséquence le nombre d'états par unité de volume qui sont significativement occupés est de l'ordre du nombre total d'états par unité de volume ayant des énergies inférieures à $k_B T$, ce qui est dans l'ordre de $(mk_B T/\hbar^2)^{3/2}$. La densité dans l'espace des phases est donc le rapport entre la densité des particules n et le nombre d'états significativement occupés par unité de volume.

De manière générale, lorsqu'il s'agit du cas idéal d'un gaz à N particules sans interaction dans un piège tronqué ou relâché progressivement, la densité dans l'espace des phases est conservée du fait du théorème de Heisenberg, puisque la certitude sur la connaissance de la position initiale des atomes ($\Delta x_i \ll \Delta x_f$) est transformée en certitude sur la connaissance de la vitesse finale des atomes ($\Delta v_f \ll \Delta v_i$). Le nuage est effectivement bien refroidi puisque la vitesse quadratique moyenne a diminué, mais le produit $\Delta x_i \Delta v_i$ avant évaporation, reste le même que $\Delta x_f \Delta v_f$ après évaporation. En conséquence, la densité dans l'espace des phases est conservée.

Pour que la dégénérescence du système augmente, il ne suffit pas de diminuer la température, il faut en même temps que la densité dans l'espace des phases augmente, chose qui comme nous venons de le voir, n'est pas possible avec un gaz sans interactions entre ses particules. Heureusement, pour des densités spatiales suffisamment élevées pouvant être atteintes par le refroidissement radiatif, les atomes d'un gaz d'atomes froids subissent des collisions. Ces collisions permettent un transfert d'énergie cinétique entre les atomes, processus connu comme *thermalisation*. Il existe cependant d'autres types d'interactions qui peuvent nuire à la performance de l'évaporation. Elles sont décrites dans la section suivante.

1.6.3 Bonnes et mauvaises collisions

L'efficacité du refroidissement par évaporation est liée à la capacité du système à se thermaliser suite à l'évaporation des atomes les plus énergétiques. Cette thermalisation est atteinte grâce aux collisions élastiques entre les atomes piégés.

En appliquant la théorie cinétique des gaz au processus de refroidissement par évaporation, l'énergie des atomes en évaporation est décrite par une distribution de Boltzmann. Dans ce modèle, les collisions sont uniquement de type onde-s, avec une section efficace d'interaction indépendante de la température $\sigma = 8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion.

Le paramètre qui caractérise ces interactions est le taux de collisions au centre du piège, défini par

$$\frac{1}{\tau_{el}} = n_0 \sigma \sqrt{2} \bar{v} \quad (1.43)$$

où n_0 est la densité au centre du piège et \bar{v} est la vitesse moyenne de la distribution d'atomes

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \bar{r}} \quad (1.44)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (1.45)$$

où $\bar{r} = \bar{v}/\omega$ est le rayon caractéristique du nuage, ω étant la fréquence de piégeage.

L'équation 1.43 peut se réécrire pour mettre en évidence l'influence de la fréquence de piégeage ω

$$\frac{1}{\tau_{el}} = \frac{m\omega^3 \sigma}{2\pi^2 k_B T} N \quad (1.46)$$

Comme ω dépend de la profondeur du piège, une manière d'obtenir de grands taux de collisions élastiques est d'utiliser des pièges profonds, ce qui résulte en un meilleur confinement des atomes.

Dans le cas des atomes alcalins tels que le rubidium, des collisions avec les atomes du gaz résiduel dans l'enceinte à vide limitent sévèrement l'efficacité de l'évaporation. En effet, puisque le vide créé artificiellement dans l'enceinte ne peut pas être parfait, des atomes autres que les atomes à refroidir, s'y trouvent aussi présents. Les atomes du gaz résiduel sont beaucoup plus énergétiques que les atomes piégés. Si jamais ils collisionnent, le transfert énergétique vers les atomes froids est donc tellement grand qu'ils sont immédiatement éjectés du piège. Le paramètre qui caractérise ces collisions est $1/\tau_{gr}$, où τ_{gr} est le temps caractéristique des pertes d'atomes dues à des collisions avec le gaz résiduel.

Un critère important pour que l'évaporation soit durable est donc de maintenir ou d'augmenter le taux de collisions élastiques, ce qui est connu sous le nom d'*évaporation forcée*. Ceci revient à maximiser le taux des collisions élastiques par rapport au taux de collisions avec le gaz résiduel

$$R = \tau_{el}/\tau_{gr} \quad (1.47)$$

Pour cela, il est indispensable que le nuage d'atomes ait de bonnes conditions de densité dès le départ du processus d'évaporation, typiquement de l'ordre de 10^{11} at.cm⁻³. De plus, la qualité du vide doit être suffisamment élevée. Pour atteindre le régime de dégénérescence quantique, le vide dans l'enceinte doit être maintenu à des valeurs de pression entre 10^{-10} et 10^{-11} mbar.

1.6.4 Maximisation de la densité dans l'espace des phases

Comme il a été dit précédemment, pour optimiser le refroidissement par évaporation, il faut maximiser la densité dans l'espace des phases ρ . L'augmentation relative de ρ par rapport au nombre décroissant d'atomes peut s'écrire sous la forme

$$\gamma = -\frac{d(\ln \rho)}{d(\ln N)} \quad (1.48)$$

Et le paramètre global à maximiser est

$$\gamma_{tot} = \frac{\ln(\rho_{fin}/\rho_{in})}{\ln(N_{fin}/N_{in})} \quad (1.49)$$

Donc, en optimisant γ pendant toutes les étapes de l'évaporation, γ_{tot} est aussi rendu optimal.

1.7 Piège hybride magnétique-optique

Cette section décrit le piège hybride qui a été implémenté dans notre expérience. Il y a plusieurs motivations derrière son implémentation. L'objectif à court terme de cette expérience est de tester un système de détection pour imager des atomes dans un réseau optique bidimensionnel (cf Chapitre 3). Pour atteindre rapidement cet objectif, nous avons décidé de favoriser la simplicité du montage de certaines parties de l'expérience. C'est par exemple le cas de l'utilisation d'un piège quadripolaire. Comme nous l'avons vu précédemment, le problème avec les pièges quadripolaires est que lorsque les atomes ont été suffisamment refroidis, ils peuvent être éjectés du piège à cause des retournements de spin. De plus, dans la configuration actuelle de l'expérience, nous ne sommes pas en mesure de générer de grands gradients de champ magnétique, ce qui nous empêche d'atteindre de hauts taux de collisions élastiques entre les atomes. Ceci rend l'évaporation RF inefficace⁷.

D'un autre côté, vu les résultats prometteurs publiés dans LIN et collab. [2009] et HUNG et collab. [2008], l'utilisation d'un piège dipolaire optique unidimensionnel pour refroidir les atomes par évaporation semble suffisant, ce qui nous permet de simplifier le montage expérimental par rapport à l'utilisation d'un piège dipolaire bidimensionnel.

Les simulations numériques que nous avons réalisées nous indiquent qu'un piège hybride magnétique-optique nous permettra d'éliminer les problèmes liés à l'utilisation du piège quadripolaire. Ce sera donc une solution adaptée pour atteindre rapidement les conditions nécessaires pour le correct piégeage des atomes dans le réseau optique bidimensionnel qui sera utilisé comme test de notre système d'imagerie.

1.7.1 Principe

L'idée de base de ce piège est l'utilisation simultanée du piège quadripolaire et du dipolaire optique (unidimensionnel). La séquence expérimentale est la suivante.

Les atomes sont transférés depuis une mélasse optique vers le piège quadripolaire, où ils sont ensuite refroidis par évaporation RF.

Dans le même temps, le piège dipolaire qui a été préalablement aligné proche de la position du zéro du champ magnétique, est allumé. Les atomes ne sont pas initialement affectés par le piège dipolaire car sa profondeur est petite devant l'énergie des atomes dans le piège quadripolaire. En effet, pour nos paramètres expérimentaux, la profondeur du piège quadripolaire est un ordre de grandeur supérieure à celle du piège optique⁸.

Lorsque les atomes ont été suffisamment refroidis par évaporation RF, leur énergie diminue et devient comparable à la profondeur du piège dipolaire. Ils peuvent alors y être transférés adiabatiquement, diminuant ainsi la probabilité qu'ils subissent des retournements de spin et d'être éjectés du piège quadripolaire. Un champ magnétique de biais orienté selon l'axe du piège dipolaire, permet d'ajuster la position du zéro du piège magnétique par rapport au centre du piège dipolaire, permettant ainsi d'optimiser le transfert. En fin d'évaporation RF, le piège quadripolaire est décompressé par la diminution du gradient du champ magnétique, jusqu'à atteindre la valeur nécessaire pour compenser la gravité. Ceci avec le but de rendre le transfert des atomes le plus adiabatique possible. Dans la direction verticale (axe z), ceci signifie qu'en dessous du zéro magnétique, le potentiel magnétique plus le potentiel gravitationnel n'est plus un piège. Le confinement est dans ce cas dû exclusivement au piège dipolaire. Dans la direction axiale du piège

7. Nous verrons plus de détails à ce sujet dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

8. Plus de détails seront donnés dans le chapitre 2

dipolaire (axe y), la moins confinante, le gradient magnétique restant est suffisant pour produire un meilleur confinement qu'avec le piège dipolaire seul. De plus, la décompression du piège magnétique à la fin de l'évaporation permet de diminuer le taux des pertes par retournement de spin, qui est relié au gradient du champ magnétique par l'équation 1.40.

Une fois que le transfert des atomes vers le piège dipolaire est terminé, l'intensité du faisceau est diminué pour les refroidir par évaporation une deuxième fois. Pendant cette évaporation, le gradient de champ magnétique résiduel reste allumé. Ceci devrait en principe, nous permettre de mieux conserver le nombre d'atomes et de fournir un meilleur confinement, ce qui rendrait l'évaporation plus efficace.

1.7.2 Prévisions théoriques

Le potentiel total, qui comprend le potentiel magnétique, optique et gravitationnel, ressenti par les atomes est de la forme :

$$U_h = \mu B' \sqrt{\left(\frac{x}{2}\right)^2 + \left(\frac{y}{2}\right)^2 + \left(z - \frac{B_0}{|B'|}\right)^2} - U_0 \exp \left[-2 \left(\frac{x^2 + z^2}{w_0^2} + \frac{y^2}{y_R^2} \right) \right] + mgz \quad (1.50)$$

où B' est le gradient du champ magnétique selon l'axe z , B_0 est le champ magnétique de biais, m la masse du rubidium 87, g le module de la pesanteur et y_R la longueur de Rayleigh du faisceau laser.

Puisqu'il s'agit d'un potentiel conservatif, les fréquences de piégeage peuvent être déduites à partir de la relation

$$\omega_i = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U_h}{\partial^2 i}} \quad (1.51)$$

avec $i = x, y, z$.

La figure 1.16 montre ce potentiel dans les directions axiale (y) et verticale (z).

Comme le confinement du piège hybride est plus important que celui du piège dipolaire, les fréquences de piégeage sont aussi plus grandes dans le premier, notamment dans le cas de la direction axiale. Ceci est particulièrement utile en fin d'évaporation, lorsque la profondeur du piège est faible et que les fréquences de piégeage et le taux de collisions élastiques chutent drastiquement. La figure 1.17 montre une comparaison des fréquences de piégeage attendues au cours de l'évaporation dans le piège dipolaire seul et dans le piège hybride.

Une fois que les atomes ont été transférés dans la composante dipolaire du potentiel hybride, le refroidissement par évaporation continue, cette fois-ci en diminuant l'intensité du faisceau laser qui produit le piège dipolaire, tout en gardant le gradient de champ magnétique constant à 15 Gauss.cm^{-1} pour compenser la gravité. Les résultats du refroidissement dans ce potentiel sont prometteurs, même si nous avons pu constater des limitations dues à notre montage expérimental actuel. Ces résultats expérimentaux sont rapportés dans le deuxième chapitre de ce manuscrit.

Cette section conclue la partie de ce chapitre qui concerne les techniques de refroidissement et de piégeage d'atomes, que nous avons utilisés dans notre expérience. La section suivante est consacrée aux réseaux optiques et à leur utilisation pour simuler des systèmes de la matière condensée.

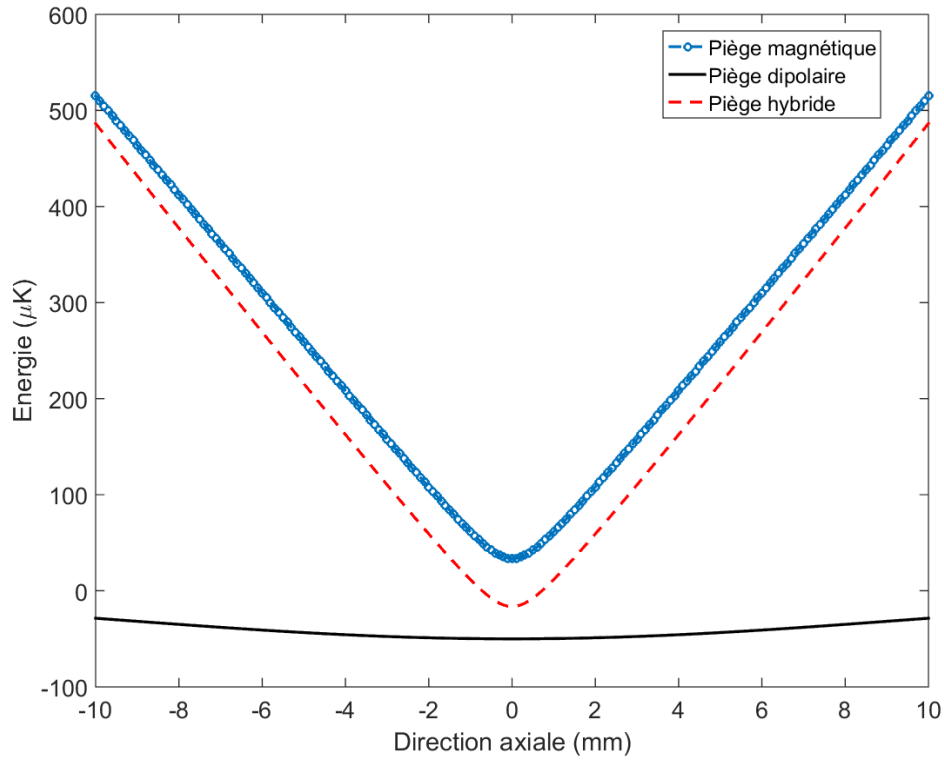
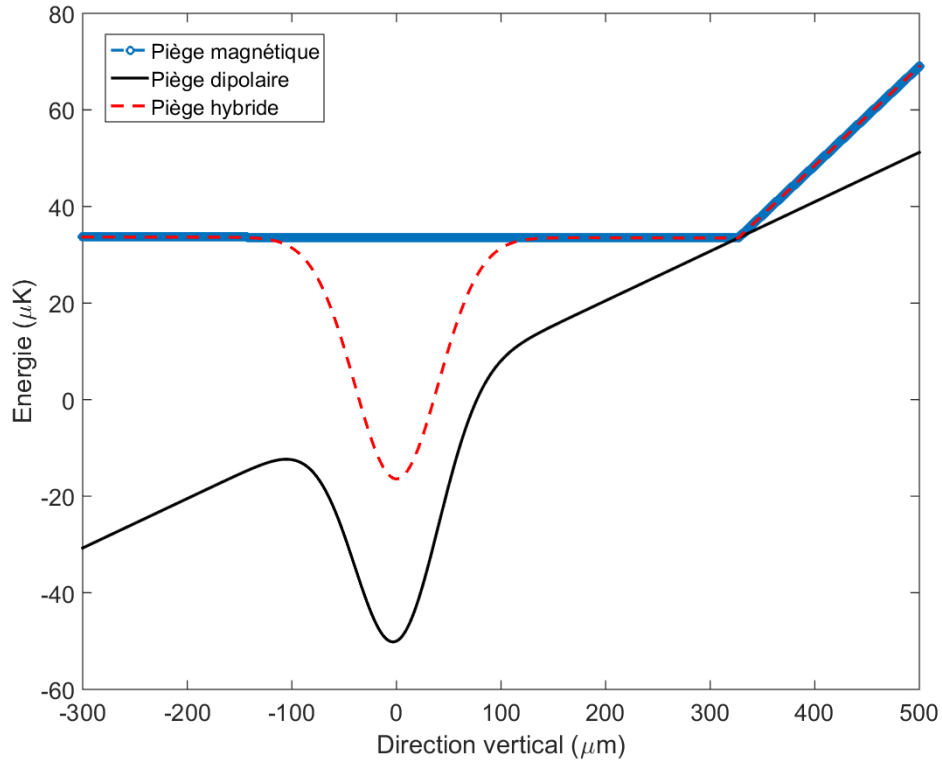
(a) Potentiel hybride magnétique-dipolaire dans la direction axiale (y).(b) Potentiel hybride magnétique-dipolaire dans la direction verticale (z).

FIGURE 1.16 – Potentiels magnétique, dipolaire et hybride. La figure 1.16a montre que le confinement est quasi inexistant dans l'axe de propagation du faisceau pour un piège dipolaire seul, ce qui est remédié par le potentiel hybride. Dans la figure 1.16b, le gradient de champ magnétique a été diminué progressivement jusqu'à atteindre la valeur nécessaire pour compenser la gravité ($15.3 \text{ Gauss.cm}^{-1}$) dans la direction verticale. Le zéro du piège magnétique est déplacé avec le champ de biais, de telle sorte que le piège dipolaire se trouve entièrement du côté où le champ magnétique compense parfaitement la gravité. Cette situation permet aussi une amélioration du confinement des atomes dans le piège dipolaire.

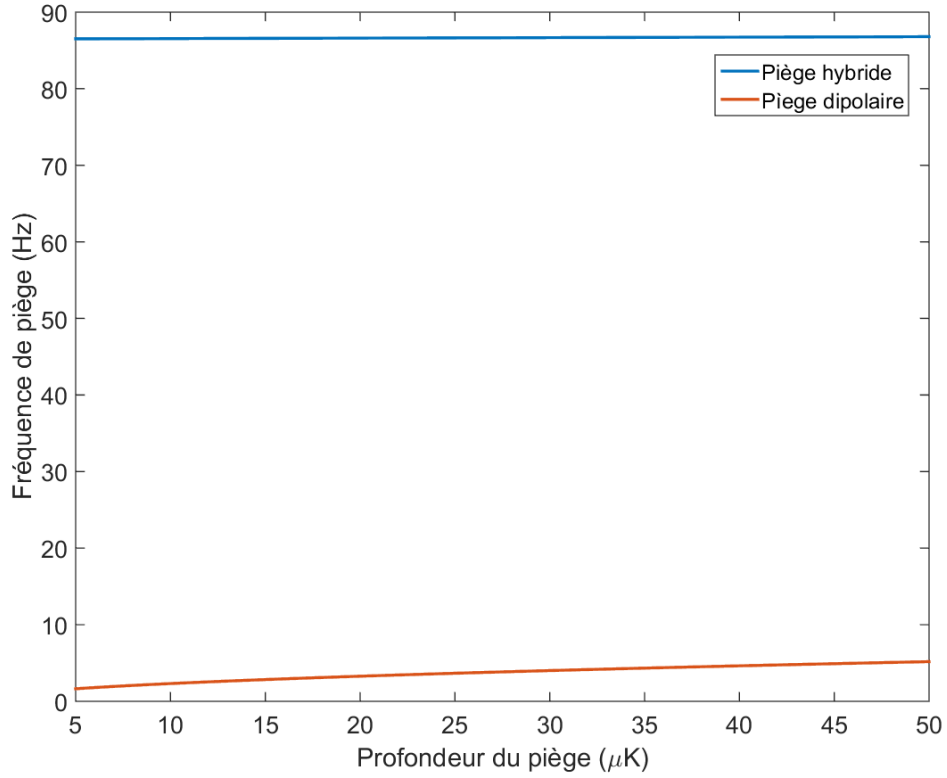
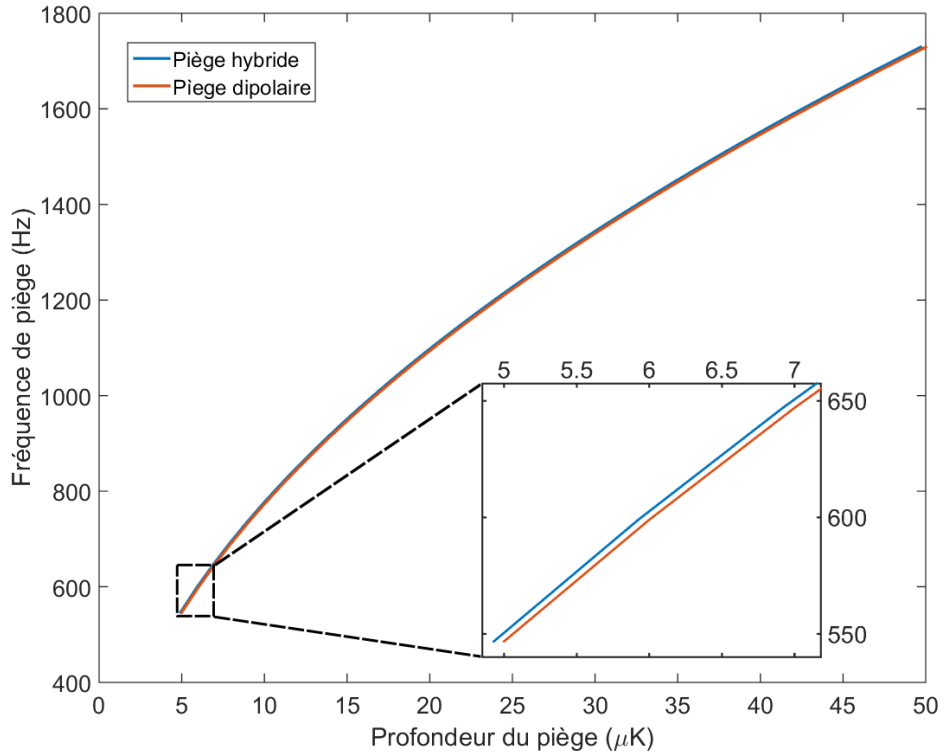
(a) Fréquence de piégeage dans la direction axiale (y).(b) Fréquence de piégeage dans la direction verticale (z).

FIGURE 1.17 – Fréquences de piégeage des pièges hybride et dipolaire dans la plage de profondeurs attendues pendant l'évaporation. Cette différence est particulièrement marquée dans la figure 1.17a, qui correspond aux fréquences de piégeage dans la direction axiale. Dans la direction verticale, figure 1.17b, cette différence n'est pas aussi marquée, et tend vers zéro pour de très faibles profondeurs du piège dipolaire. Cette amélioration des fréquences de piégeage à elle seule, justifie l'implémentation du piège hybride, surtout en tenant compte que le piège dipolaire utilisé n'est pas bidimensionnel croisé.

1.8 Réseaux optiques

Les réseaux optiques sont une conséquence directe du potentiel optique dipolaire ressenti par les atomes lorsqu'ils interagissent avec un laser. Le potentiel qu'ils génèrent est périodique dans l'espace, permettant ainsi de piéger les atomes dans des configurations spatialement structurées. Cette structuration spatiale est mise à profit dans différents domaines, tels que la simulation quantique BLOCH [2005], mais aussi pour créer des grilles et des cristaux photoniques FLEISCHER et collab. [2004], EFREMIDIS et collab. [2003], ou pour la construction d'horloges optiques, dans lesquelles les atomes piégés dans les réseaux optiques servent de référence quantique de temps TAKAMOTO et collab. [2005].

Le but de l'expérience que nous avons construite et qui est décrite dans ce manuscrit, est de réaliser un simulateur quantique de systèmes de la matière condensée, basé sur le piégeage d'atomes ultra froids dans des réseaux optiques. Cette thèse s'est concentré sur le montage et la caractérisation du système expérimental et nous n'avons pas pu réaliser des expériences dans des réseaux optiques. L'utilisation de ces derniers s'inscrivant dans le long terme de cette expérience, nous en décrivons ici les principes de base. Nous présentons également l'intérêt de l'utilisation de réseaux optiques générés en champ proche, qui nous permettraient d'étudier certains phénomènes difficilement observables avec des réseaux optiques générés en champ lointain.

1.8.1 Potentiels optiques

Le potentiel d'un réseau optique est un potentiel qui se répète de manière périodique dans l'espace. Dans le cas unidimensionnel, un tel potentiel peut être formé tout simplement en superposant deux faisceaux laser contra-propageants de même fréquence et polarisation. L'interférence entre ces deux faisceaux crée une onde stationnaire de période $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde de la lumière laser. Le potentiel généré est de la forme

$$V(x) = V_{1D} \cos^2(kx) \quad (1.52)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde du laser, et V_{1D} est la profondeur du potentiel proportionnelle à l'intensité des faisceaux. V_{1D} est souvent exprimée en unités de l'énergie de recul $\epsilon_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2m$.

Les fréquences de piégeage, dans les directions axiale et radiale, sont données par les équations suivantes

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|V_{1D}|}{mw_0^2}} \quad (1.53)$$

$$\omega_a = k \sqrt{\frac{2|V_{1D}|}{m}} \quad (1.54)$$

Dans la direction radiale, à profondeur égale, la fréquence de piégeage d'un réseau optique et d'un piège dipolaire, donnée par l'équation 1.33, reste inchangée. Par contre, dans la direction axiale de propagation des faisceaux, le confinement additionnel fourni produit une augmentation de la fréquence de piégeage par rapport à celle d'un piège dipolaire, donnée par l'équation 1.34.

En ajoutant des faisceaux qui interfèrent dans les directions perpendiculaires à la précédente, il est possible de réaliser des réseaux optiques à deux et à trois dimensions.

Pour que les atomes puissent être transférés et piégés de façon efficace vers le réseau optique, leur énergie doit être de l'ordre d'un dixième de V_{1D} . Cette énergie, et son équivalent en température, est atteignable avec le processus de refroidissement par évaporation décrit dans la section précédente.

La figure 1.18 montre la simulation numérique d'un réseau optique qui pourrait typiquement être implémenté dans notre expérience. Cette simulation a été réalisée pour la lumière d'un laser à 1064 nm. La puissance de la lumière est de $P_0 = 2.4$ W, et son rayon de col de $w_0 = 80$ μm , ce qui produit un réseau optique ayant une profondeur $V_0 \simeq 2.6$ MHz, correspondant à ~ 130 μK en unités de température. Ses fréquences de piégeage, estimées à partir des équations 1.53 et 1.54 sont, dans la direction radiale $\omega_r \simeq 2.7$ kHz, et dans la direction axiale $\omega_a \simeq 920$ kHz. Pour charger efficacement un réseau optique ayant ces caractéristiques, le nuage d'atomes doit être préalablement refroidi à des températures de l'ordre de ~ 10 μK .

1.8.2 Ressemblance avec les réseaux cristallins

La nature périodique du potentiel des réseaux optiques a une forte similitude avec le potentiel créé dans les réseaux cristallins, qui sont formés par la répétition périodique d'un motif atomique ou moléculaire. Ces structures périodiques sont les échelons fondamentaux qui forment les solides cristallins comme le graphène.

Pour rendre compte des similitudes entre ces deux types de réseaux, nous allons donner une courte description théorique des réseaux cristallins.

L'équation de Schrödinger pour des particules piégées dans un potentiel $V(\mathbf{r})$ est

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right)\Psi = E\Psi \quad (1.55)$$

où $\hat{\mathcal{H}}$ est l'Hamiltonien et Ψ est la fonction d'onde de la particule, à laquelle lui est associée l'énergie E .

Les potentiels périodiques dans un réseau cristallin obéissent à la loi $V(\mathbf{r}+\mathbf{R})=V(\mathbf{r})$, où \mathbf{R} est la période. D'après le théorème de Bloch, les fonctions propres de l'équation de Schrödinger pour de potentiels périodiques dans un réseau cristallin, aussi appelé réseau de Bravais, peuvent être écrites par ASHCROFT [1976]

$$\Psi_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) \quad (1.56)$$

où $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar}$ représente une onde plane, \mathbf{q} est la quasi-impulsion dans le réseau cristallin et $u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r})$ est une fonction périodique ayant la même périodicité que le potentiel $V(\mathbf{r})$. Les fonctions propres Ψ sont souvent appelées des fonctions de Bloch.

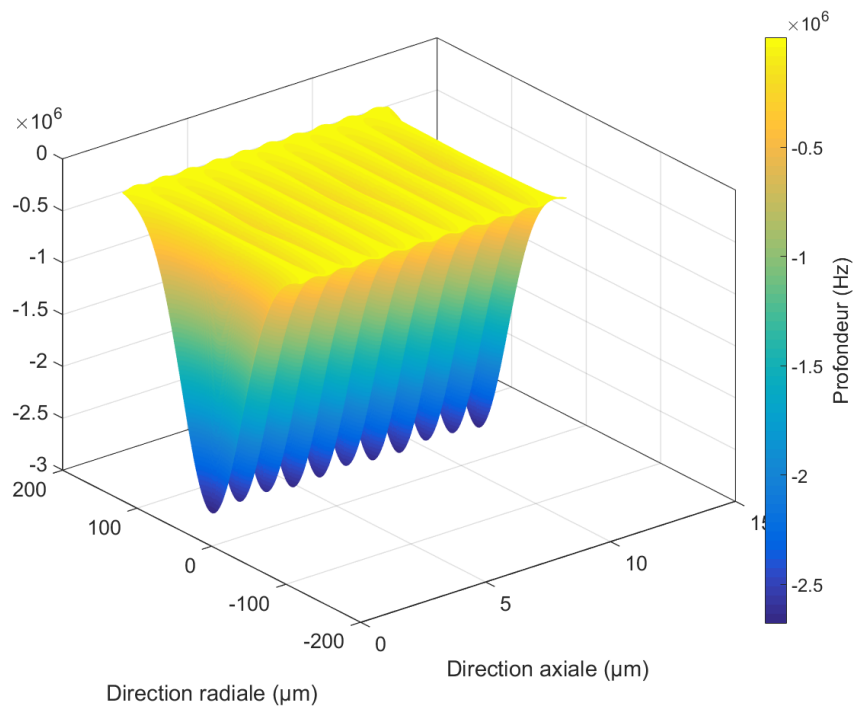
L'équation de Schrödinger 1.55 pour une fonction d'onde de la forme 1.56 devient

$$e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \left(\frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla + \mathbf{q})^2 + V(\mathbf{r}) \right) u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) = E e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) \quad (1.57)$$

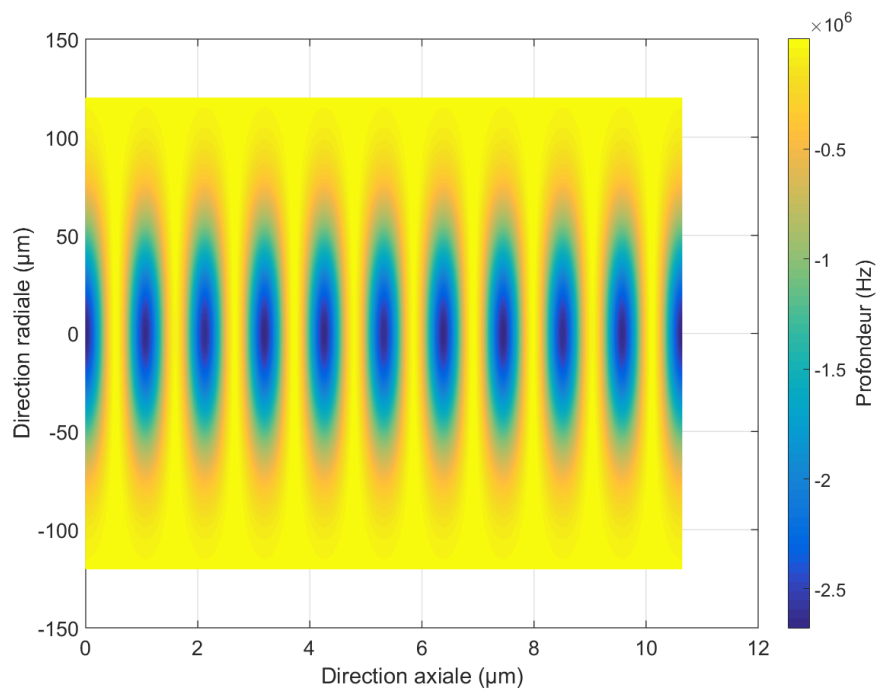
qui peut être réécrite comme

$$\left(\frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla + \mathbf{q})^2 + V(\mathbf{r}) \right) u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) = E u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r}) \quad (1.58)$$

qui est un ensemble d'équations aux valeurs propres pour les fonctions périodiques $u_{n\mathbf{q}}(\mathbf{r})$.



(a) Vue tridimensionnelle



(b) Vue verticale

FIGURE 1.18 – Simulation numérique d'un réseau optique dont les paramètres expérimentaux qui le définissent, rentrent dans la plage de paramètres atteignables actuellement dans notre expérience.

Si le potentiel peut s'écrire comme $V(x, y, z) = V(x) + V(y) + V(z)$, les solutions de l'équation 1.58 peuvent être obtenues en séparant le problème en trois problèmes à une dimension indépendants. Dans ce cas, le potentiel $V(z)$ et la partie périodique de la fonction d'onde $u_{nq}(z)$ sont développés dans la même base

$$V(z) = \sum_b V_b e^{i2bkz} \quad (1.59)$$

et

$$u_{nq}(z) = \sum_d c_d^{nq} e^{i2dkz} \quad (1.60)$$

où les sommes balayent toutes les fréquences $2bk$ et $2dk$. La quasi-impulsion $q = q_z$ est dans le cas unidimensionnel, l'élément correspondant du vecteur $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$, où l'indice disparaît.

En insérant les solutions 1.59 et 1.60 dans l'équation de Schrödinger 1.58, l'équation suivante est obtenue

$$\sum_d \frac{(2\hbar kd + q)^2}{2m} c_d^{nq} e^{i2dkz} + \sum_d \sum_b V_b e^{i2(b+d)kz} c_d^{nq} = E(n, q) \sum_d c_d^{nq} e^{i2dkz} \quad (1.61)$$

En résolvant l'équation 1.61, il est possible de trouver les valeurs des coefficients c_d^{nq} , qui peuvent ensuite être insérées dans l'équation 1.60 pour calculer les fonctions périodiques $u_{nq}(z)$. En connaissant $u_{nq}(z)$, il est possible finalement de calculer les fonctions de Bloch $\Psi_{n\mathbf{q}}$ de l'équation 1.56, qui décrivent le comportement des particules piégées dans un réseau de Bravais.

D'un autre côté, dans un réseau optique unidimensionnel, le potentiel périodique est de la forme donnée dans l'équation 1.52, ce qui revient à écrire

$$V(z) = -V_{1D} \cos^2(kz) = -\frac{1}{4}V_{1D} \left(e^{i2kz} + e^{-i2kz} + 2 \right) \quad (1.62)$$

Par comparaison de cette expression avec le potentiel des réseaux de Bravais donné dans l'équation 1.59, seulement trois termes sont identifiables : $V_{-1} = V_1 = -\frac{1}{4}V_{1D}$ et $V_0 = -\frac{1}{2}V_{1D}$. Le dernier terme V_0 peut être négligé puisqu'il change uniquement la hauteur du potentiel.

Il en résulte que le potentiel d'un réseau optique est analogue au potentiel d'un réseau de Bravais de la forme

$$V(z) = V_{-1} e^{-i2kz} + V_1 e^{i2kz} = -\frac{1}{4}V_{1D} \left(e^{-i2kz} + e^{i2kz} \right) \quad (1.63)$$

1.8.3 Atomes froids dans des réseaux optiques

Dans les solides cristallins, il existe deux possibilités lorsque les électrons sont piégés dans le potentiel périodique du réseau de Bravais du solide en question. La première est que l'énergie cinétique des électrons soit grande devant la profondeur du potentiel. Dans ce cas, les électrons sont délocalisés sur le réseau cristallin, formant ainsi une structure des bandes de Bloch. La deuxième est que l'inverse soit vrai, c'est-à-dire, que les électrons n'aient pas suffisamment d'énergie cinétique, et qu'ils soient donc localisés dans les puits du réseau, formant ce qui est connu comme un isolant de Mott. La transition entre ces deux régimes a été observée expérimentalement en utilisant un système d'atomes bosoniques ultra-froids piégés dans des réseaux optiques JAKSCH et collab. [1998], SPIELMAN

et collab. [2007], vérifiant ainsi de manière expérimentale que ces deux systèmes sont gouvernés par le même type de physique.

De ces deux régimes, nous allons approfondir uniquement le cas dans lequel les atomes se trouvent localisés dans le réseau, puisque cela nous permettra de justifier par la suite le choix qui a été pris dans l'expérience d'utiliser des réseaux optiques ayant des distances sub-longueur d'onde entre deux sites voisins.

Fonctions de Wannier

De façon générale, des particules sont considérées comme étant localisées dans les différents puits de potentiel d'un réseau lorsque leur énergie cinétique est plus faible que la profondeur du potentiel, i.e. $E_k \ll V_0$. Dans le cas unidimensionnel, le niveau d'énergie des particules le plus bas peut être calculé en utilisant une approximation harmonique du potentiel

$$V \approx \frac{m}{2} \omega_h^2 (z - z_j)^2 \quad (1.64)$$

où ω_h est la fréquence d'oscillation des particules dans les puits.

Dans ce régime localisé, les particules sont décrites par un ensemble de fonctions, localisées dans la position z_j , et appelées les *fonctions Wannier*

$$w_n(z - z_j) = \frac{1}{\sqrt{Z}} \sum_{q_z} e^{iq_z z_j / \hbar} \Psi_{nq_z}(z) \quad (1.65)$$

où Z est une constante de normalisation, et la somme est faite sur toutes les fonctions de Bloch avec une phase.

Les fonctions de Wannier forment un ensemble complet de fonctions orthogonales, ayant été introduites pour la première fois dans le domaine de la physique des solides par G. Wannier [WANNIER \[1937\]](#).

Le modèle de Fermi-Hubbard

Dans le cas des atomes très froids, seul le niveau d'énergie le plus bas est peuplé et l'opérateur de champ fermionique dans la base des fonctions de Wannier peut être approximé par [JAKSCH et collab. \[1998\]](#)

$$\Psi(z) = \sum_i w_i(z - z_i) \hat{c}_i \quad (1.66)$$

où \hat{c}_i est l'opérateur d'annihilation fermionique pour le site i , et z_i est la position du $i^{\text{ème}}$ site. Dans la limite des atomes fortement localisés, l'Hamiltonien peut être discrétisé en trois différentes contributions

$$\hat{\mathcal{H}}\Phi(z) = [\hat{\mathcal{H}}_J + \hat{\mathcal{H}}_U + \hat{\mathcal{H}}_{off}]\Phi(z) \quad (1.67)$$

Dans ce modèle, les atomes ne sont pas délocalisés sur le réseau optique, mais sont au contraire assignés à un puit i du réseau. La délocalisation sera incluse dans le modèle par des probabilités de saut entre les différents sites voisins.

Le terme cinétique ou de probabilité de saut par effet tunnel peut être écrit par

$$\hat{\mathcal{H}}_J = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + h.c \quad (1.68)$$

où t est l'élément de la matrice de probabilité de saut d'un site j vers un site i , et $h.c.$ est l'Hermitien conjugué.

Le second terme contient l'interaction non-linéaire entre les atomes qui se trouvent dans un même site du réseau

$$\hat{\mathcal{H}}_U = U \sum_i \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} = U \sum_i \hat{n}_{i,\uparrow} \hat{n}_{i,\downarrow} \quad (1.69)$$

où $\hat{n}_{i,\sigma}$ est l'opérateur de nombre fermionique qui définit l'occupation du site i et U est l'énergie de répulsion atome-atome dans le site i . Ce terme est non-nul pour les cas où plus d'un atome occupe un site. Si plusieurs atomes occupent le même site, le système peut diminuer son énergie à partir du terme répulsif de l'Hamiltonien, conduisant les atomes à faire des sauts vers les sites voisins.

Le dernier terme est causé par des inhomogénéités spatiales dans le potentiel, qui est souvent harmonique et peut s'écrire comme

$$\hat{\mathcal{H}}_{off} = \sum_i \epsilon_i \hat{n}_i \quad (1.70)$$

où ϵ_i est l'offset d'énergie potentielle dans le site i causé par les inhomogénéités. S'il s'agit d'un potentiel homogène, le système peut réduire son énergie gagnée par la répulsion atome-atome, en se dispersant jusqu'à ce qu'il n'y ait plus qu'un atome par site. Ces trois paramètres sont montrés dans la figure 1.19.

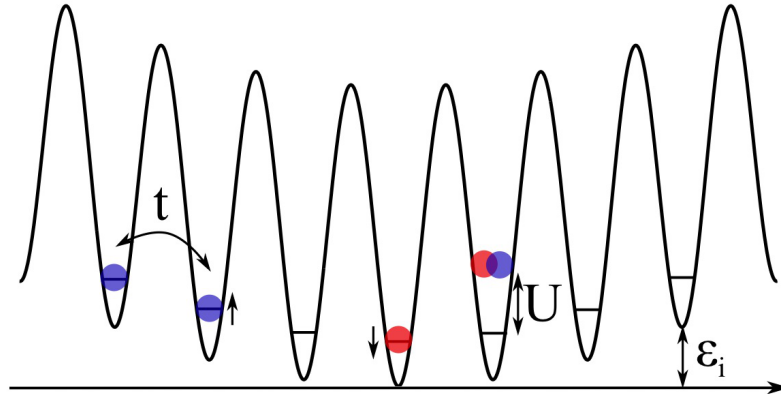


FIGURE 1.19 – Probabilité de saut t à un site voisin, énergie d'interaction atome-atome dans le même site U et énergie potentielle d'offset ϵ_i produite par des inhomogénéités dans le potentiel.

Expérimentalement, la probabilité d'effet tunnel t est contrôlée avec l'intensité du laser produisant les ondes stationnaires. L'interaction dans le même site U peut être approximée par $U = g \int d^3r |w(r)|^4$, où $w(r)$ est la fonction de Wannier d'un atome dans un site unique du réseau. Puisque à ces températures l'énergie cinétique des atomes est basse, deux atomes de spin différent interagissent typiquement via la diffusion en ondes-s, et la constante de couplage est donnée par $g = 4\pi\hbar a/m$, où a est la longueur de diffusion des ondes-s en espace libre, et m la masse atomique. La longueur de diffusion a , et avec elle l'interaction U , peuvent être rendues positives ou négatives en se servant des résonances de Feshbach, ce qui est fait typiquement avec un champ magnétique externe.

Dans le régime des réseaux très profonds, pour un réseau tridimensionnel, de même vecteur d'onde k et profondeur du potentiel V_0 dans les trois directions, il est possible de montrer que la probabilité de saut par effet tunnel t et l'énergie de répulsion dans le même site U , peuvent être approximées par ZWINGER [2003]

$$t/\epsilon_r = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{V_0}{\epsilon_r} \right)^{3/4} e^{-2(V_0/\epsilon_r)^{1/2}} \quad (1.71)$$

$$U/\epsilon_r = \sqrt{\frac{8}{\pi}} k a \left(\frac{V_0}{\epsilon_r} \right)^{3/4} \quad (1.72)$$

Une augmentation de la profondeur V_0 du réseau mène à des barrières de potentiel plus hautes entre les sites, ce qui diminue la probabilité d'effet tunnel t de façon exponentielle. En même temps, elle augmente l'énergie d'interaction U entre deux atomes qui se trouvent dans le même site, puisqu'ils deviennent plus confinés. L'évolution de ces deux paramètres pour des valeurs typiques de V_0 est montrée dans la figure 1.20.

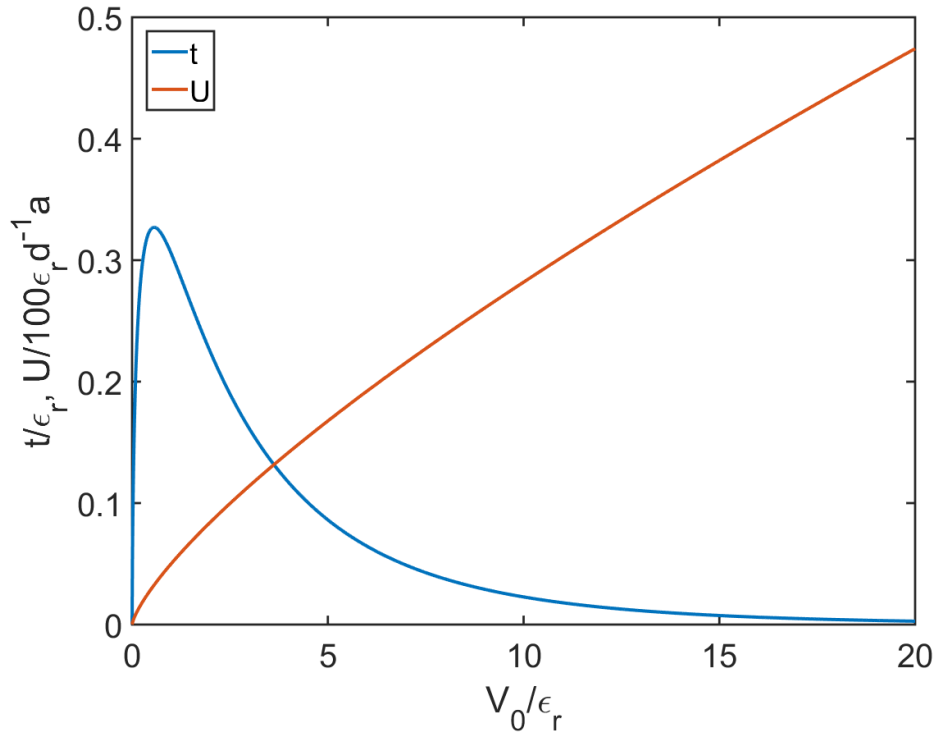


FIGURE 1.20 – Évolution du paramètre de probabilité d'effet tunnel t , et d'énergie d'interaction dans le même site U , pour différentes valeurs de la profondeur du potentiel du réseau V_0 , normalisées à l'énergie de recul ϵ_r . d représente la distance entre deux sites voisins du réseau.

Le modèle d'Heisenberg

Les propriétés macroscopiques des matériaux dérivent très souvent de leur structure microscopique. Certaines de ces propriétés sont, par exemple, liées au comportement des charges électriques sur le réseau cristallin qui forme la structure spatiale des solides. C'est le cas de la conductivité électrique. D'autres propriétés sont plutôt liées au comportement des spin électroniques, comme le ferromagnétisme ou l'ordre antiferromagnétique.

Il existe aussi certains matériaux ayant des propriétés remarquables qui restent inexpliquées. C'est notamment le cas de la supraconductivité à haute température critique. Même si pour l'instant, les causes qui la produisent ne sont pas connues, les études réalisées semblent pointer vers une origine liée aux propriétés magnétiques microscopiques des matériaux supraconducteurs.

Les simulateurs quantiques sont un environnement privilégié pour étudier l'influence des propriétés magnétiques sur la supraconductivité à haute température critique.

Un système modèle simple qui présente des propriétés magnétiques est le modèle d'Heisenberg.

Considérons un système de fermions ultra-froids piégés dans un réseau optique, dont les atomes ont été préparés à l'avance dans deux sous-niveaux magnétiques différents pour simuler deux valeurs opposées de spin. Pour des températures suffisamment élevées, le système de fermions sur le réseau optique se trouve dans une phase paramagnétique, dans laquelle le positionnement des atomes ne dépend pas de leur spin. Si la température des atomes diminue en dessous de $\sim t/2$, une transition depuis la phase paramagnétique vers une phase antiferromagnétique est produite (voir la figure 1.21). La phase antiferromagnétique est due aux interactions de superéchange spin-spin entre les atomes [UEHLINGER et collab. \[2011\]](#). En effet, lorsque le rapport U/t devient suffisamment grand, l'énergie d'interaction répulsive U oblige les atomes à s'étaler sur les différents sites du réseau. S'il s'agit des fermions, le principe d'exclusion de Pauli⁹ tend, dans le cas limite, à établir une distribution ordonnée des atomes sur les sites du réseau, dans laquelle deux sites voisins contiennent toujours des atomes de spin opposé. C'est ce qui est appelé l'ordre antiferromagnétique.

Un tel système est décrit par le modèle d'Heisenberg, qui rend compte de la dynamique des spins localisés en interaction [GEORGES \[2007\]](#). Ce modèle est caractérisé par l'hamiltonien

$$\hat{\mathcal{H}}_H = J_{ex} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{S}_i \hat{S}_j \quad (1.73)$$

où $J_{ex} = 4t^2/U$ est l'énergie d'interaction antiferromagnétique de superéchange et $S_{i,j}$ est l'opérateur de spin 1/2. L'énergie à partir de laquelle l'apparition de l'ordre antiferromagnétique est attendue -appelée température de Néel- est de l'ordre de l'énergie de superéchange J_{ex} , c'est-à-dire, $T_N \sim t^2/U$.

L'Hamiltonien d'Heisenberg a été simulé expérimentalement avec un système de fermions ultra-froids piégés dans des réseaux optiques, mettant en évidence des corrélations de nature antiferromagnétique entre les atomes (voir [GREIF et collab. \[2013\]](#) et plus récemment [GREIF et collab. \[2015\]](#)). Cependant, la transition entre les phases paramagnétique et antiferromagnétique n'a pas été observée jusqu'à présent avec un simulateur quantique.

1.8.4 Pourquoi réduire la distance inter-site du réseau

Comme il a été dit précédemment, la température de Néel pour laquelle la transition de phase est attendue est de l'ordre de $T_N \sim t^2/U$. Il s'avère que, pour des réseaux optiques générés en champ lointain, c'est-à-dire, pour la plupart des réseaux optiques utilisés dans les simulateurs quantiques, T_N a une valeur extrêmement basse, très difficile pour l'instant à atteindre avec les techniques conventionnelles de refroidissement d'atomes.

En effet, dans le diagramme de phase montré dans la figure 1.21, le modèle d'Heisenberg est applicable lorsque l'énergie d'interaction U est très grande devant la probabilité de saut t , i.e $U \gg t$. C'est dans ce régime que la température de Néel est de l'ordre de $T_N \sim t^2/U$. La plage des valeurs pour laquelle le modèle d'Heisenberg est valable est assez large, allant de $U/t \simeq 10$ et au-delà. Cependant, l'échelle des énergies U et t produites

9. Deux fermions dans le même état quantique ne peuvent pas occuper la même position de l'espace en même temps.

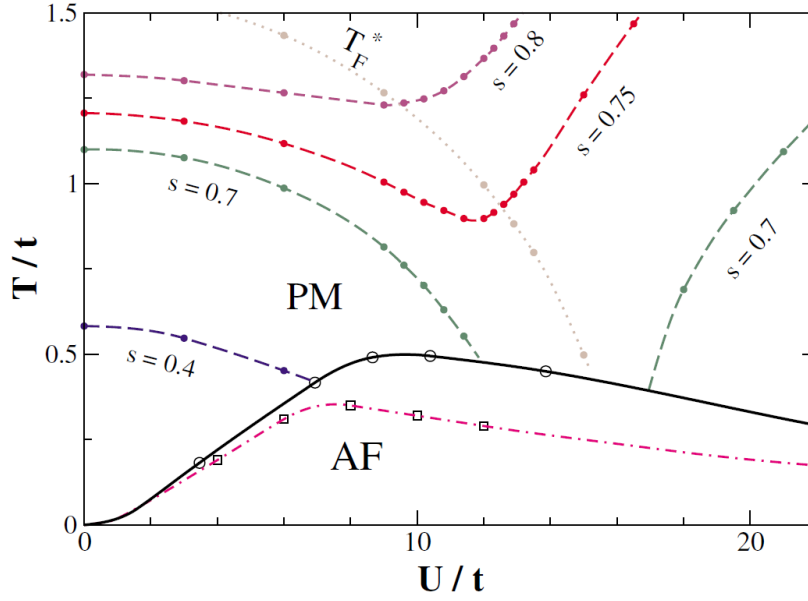


FIGURE 1.21 – Diagramme de phase pour un réseau cubique, montrant la transition paramagnétique (PM) - antiferromagnétique (AF). L'énergie d'interaction U et la température T ont été normalisées à la probabilité de saut t , qui est considérée comme constante. Dans ce diagramme, le modèle de Heisenberg est valable à partir de $U/t \sim 10$, dans lequel la température de Néel pour que la transition de phase ait lieu est $T_N \sim t^2/U$. Pour des valeurs de U/t plus faibles, le système est décrit par une théorie de type BCS, dans laquelle nous ne rentrerons pas dans les détails, mais dont la température de Néel est $T_N \sim te^{-t/U}$. L'image a été reprise de WERNER et collab. [2005].

dans les réseaux optiques en champ lointain, pour des profondeurs typiques de $\sim 20 \epsilon_r$, se trouve du côté des plus hautes valeurs du rapport U/t (voir à nouveau la figure 1.20).

Une étude théorique de l'influence de la distance d entre les sites voisins d'un réseau optique sur l'échelle des énergies en jeu, a été faite pour le rubidium 87 dans GULLANS et collab. [2012] (voir la figure 1.22). t et U diminuent linéairement avec d , mais avec des pentes différentes. Pour des valeurs de d de quelques dizaines de nanomètres, t et U deviennent même comparables. Ceci entraîne une augmentation de la température de Néel, qui devient de l'ordre de t et qui pourrait être atteinte avec le refroidissement par évaporation.

Des réseaux optiques ayant des distances entre deux sites voisins de quelques dizaines de nanomètres ne peuvent pas être générés de façon traditionnelle en champ lointain car d est limitée par la longueur d'onde de la lumière, qui est plutôt dans la centaine de nanomètres. Au contraire, pour les générer il faudra passer en champ proche. La génération expérimentale des tels réseaux, connus comme réseaux plasmoniques, a déjà été proposée dans l'article cité précédemment.

Au regard donc de la difficulté à mettre en évidence la transition entre les phases paramagnétique et antiferromagnétique dans des réseaux optiques en champ lointain (liée notamment à la difficulté expérimentale pour refroidir les atomes jusqu'à la température de Néel), nous proposons comme alternative d'augmenter à la fois t et U , ce qui aura comme conséquence l'augmentation de l'échelle énergétique caractéristique du système, notamment T_N . Comme nous venons de le voir, ceci est possible si la distance entre deux sites voisins du réseau est réduite. Pour générer de tels réseaux, une option pourrait être la génération de potentiels optiques nanostructurés en utilisant des surfaces diélectriques lithographiées.

Des recherches sont actuellement en cours dans notre équipe, concernant la faisabi-

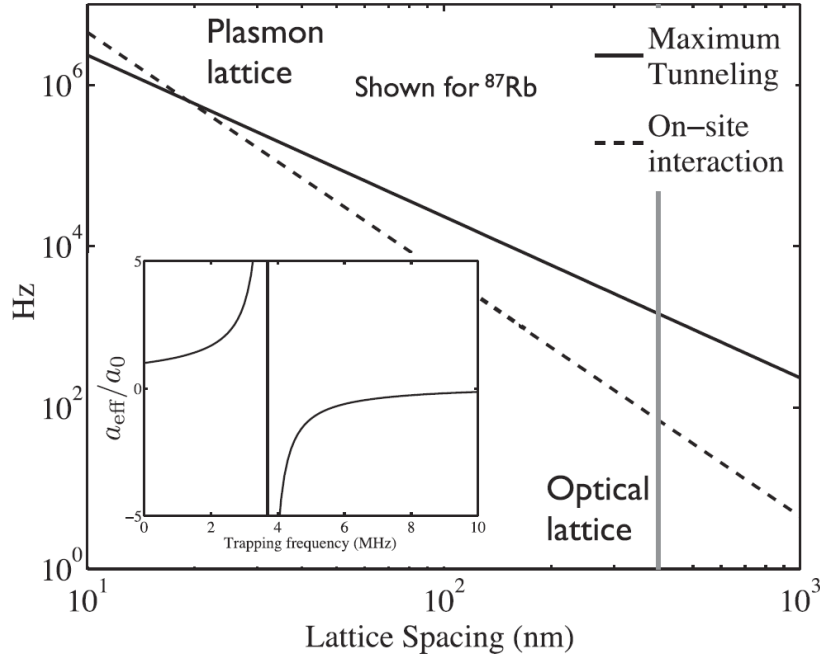


FIGURE 1.22 – Variation de la probabilité d’effet tunnel t et de l’énergie d’interaction U dans le même site, en fonction de la distance inter-site du réseau. Le rapport U/t peut être réduit en diminuant la distance inter-site d du réseau optique. Pour des valeurs de d de l’ordre de quelques dizaines de nanomètres, $U \sim t$. L’image a été reprise de GULLANS et collab. [2012]

lité expérimentale de ce genre de réseaux plasmoniques, ainsi que des phénomènes qui émergeraient du fait des très courtes échelles spatiales du système, notamment l’effet Casimir et l’interaction des atomes avec la surface diélectrique.

1.9 Conclusions

Ce premier chapitre nous a permis de mettre en évidence deux choses. Dans une première partie, nous avons introduit le cadre théorique permettant la compréhension des processus qui interviennent dans le piégeage et dans le refroidissement d’atomes. Nous avons vu notamment la manière dont il est possible d’amener le système atomique, depuis son état à température ambiante, jusqu’à des conditions dans lesquelles la matière met en évidence des propriétés quantiques à une échelle macroscopique. Nous avons aussi réalisé des études théoriques montrant les avantages de refroidir les atomes par évaporation dans un piège hybride magnétique-optique.

Deuxièmement, nous avons vu que lorsque les atomes ultrafroids sont piégés dans des réseaux optiques, le système peut être utilisé comme un simulateur quantique des propriétés des systèmes de la matière condensée. Nous remarquons spécialement que certaines de ces propriétés requièrent des conditions de température extrêmes, qui sont actuellement très difficiles d’atteindre dans des réseaux optiques conventionnels. Pour cela, nous avons proposé une solution alternative qui consiste à augmenter l’échelle globale des énergies en réduisant l’échelle spatiale du système. C’est sur cet esprit que nous avons conçu l’expérience que nous sommes en train de construire, et qui sera décrite dans les chapitres suivants.

1.10 Références

- ANDERSON, M. H., J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL. 1995, «Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor», *science*, vol. 269, n° 5221, p. 198–201. 13, 34
- ASHCROFT, N. 1976, «Solid state physics», . 43
- ASHKIN, A. 1970, «Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure», *Physical Review Letters*, vol. 25, n° 19, p. 1321. 15
- ASHKIN, A. et J. P. GORDON. 1983, «Stability of radiation-pressure particle traps : an optical earnshaw theorem», *Optics Letters*, vol. 8, n° 10, p. 511–513. 25
- BERTOLDI, A. et L. RICCI. 2008, «Gravito-magnetic trapping of 87rb», *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 41, n° 15, p. 155 301. 32
- BLOCH, I. 2005, «Ultracold quantum gases in optical lattices», *Nature Physics*, vol. 1, n° 1, p. 23–30. 42
- BRADLEY, C. C., C. SACKETT, J. TOLLETT et R. G. HULET. 1995, «Evidence of bose-einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions», *Physical Review Letters*, vol. 75, n° 9, p. 1687. 34
- BRINK, D. et C. SUKUMAR. 2006, «Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap», *Physical Review A*, vol. 74, n° 3, p. 035 401. 33
- CASTIN, Y. et J. DALIBARD. 1991, «Quantization of atomic motion in optical molasses», *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 14, n° 8, p. 761. 25
- COHEN-TANNOUDJI, C. 1994, «Theorie quantique du cycle du pompage optique», *Atoms in Electromagnetic Fields*, vol. 1, p. 7. 20
- DALIBARD, J. et C. COHEN-TANNOUDJI. 1985, «Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited», *JOSA B*, vol. 2, n° 11, p. 1707–1720. 27
- DALIBARD, J. et C. COHEN-TANNOUDJI. 1989, «Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models», *JOSA B*, vol. 6, n° 11, p. 2023–2045. 22, 24
- DAVIS, K. B., M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. VAN DRUTEN, D. DURFEE, D. KURN et W. KETTERLE. 1995, «Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms», *Physical review letters*, vol. 75, n° 22, p. 3969. 34
- EFREMIDIS, N. K., J. HUDOCK, D. N. CHRISTODOULIDES, J. W. FLEISCHER, O. COHEN et M. SEGEV. 2003, «Two-dimensional optical lattice solitons», *Physical review letters*, vol. 91, n° 21, p. 213 906. 42
- ERNST, U., A. MARTE, F. SCHRECK, J. SCHUSTER et G. REMPE. 1998, «Bose-einstein condensation in a pure ioffe-pritchard field configuration», *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 41, n° 1, p. 1. 34
- FLEISCHER, J. W., G. BARTAL, O. COHEN, O. MANELA, M. SEGEV, J. HUDOCK et D. N. CHRISTODOULIDES. 2004, «Observation of vortex-ring “discrete” solitons in 2d photonic lattices», *Physical review letters*, vol. 92, n° 12, p. 123 904. 42

- FOOT, C. 1991, «Laser cooling and trapping of atoms», *Contemporary Physics*, vol. 32, n° 6, p. 369–381. 19
- GEORGES, A. 2007, «Condensed matter physics with light and atoms : Strongly correlated cold fermions in optical lattices», *arXiv preprint cond-mat/0702122*. 49
- GORDON, J. et A. ASHKIN. 1980, «Motion of atoms in a radiation trap», *Physical Review A*, vol. 21, n° 5, p. 1606. 29
- GREIF, D., G. JOTZU, M. MESSER, R. DESBUQUOIS et T. ESSLINGER. 2015, «Formation and dynamics of anti-ferromagnetic correlations in tunable optical lattices», *arXiv preprint arXiv :1509.00854*. 49
- GREIF, D., T. UEHLINGER, G. JOTZU, L. TARRUELL et T. ESSLINGER. 2013, «Short-range quantum magnetism of ultracold fermions in an optical lattice», *Science*, vol. 340, n° 6138, p. 1307–1310. 49
- GULLANS, M., T. TIECKE, D. CHANG, J. FEIST, J. THOMPSON, J. I. CIRAC, P. ZOLLER et M. D. LUKIN. 2012, «Nanoplasmonic lattices for ultracold atoms», *Physical review letters*, vol. 109, n° 23, p. 235 309. 50, 51
- HÄNSCH, T. W. et A. L. SCHAWLOW. 1975, «Cooling of gases by laser radiation», *Optics Communications*, vol. 13, n° 1, p. 68–69. 13, 14, 15
- HARBER, D., J. MCGUIRK, J. OBRECHT et E. CORNELL. 2003, «Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces», *Journal of low temperature physics*, vol. 133, n° 3-4, p. 229–238. 33
- HENKEL, C., S. PÖTTING et M. WILKENS. 1999, «Loss and heating of particles in small and noisy traps», *Applied Physics B*, vol. 69, n° 5-6, p. 379–387. 33
- HUNG, C.-L., X. ZHANG, N. GEMELKE et C. CHIN. 2008, «Accelerating evaporative cooling of atoms into bose-einstein condensation in optical traps», *Physical Review A*, vol. 78, n° 1, p. 011 604. 38
- JAKSCH, D., C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER. 1998, «Cold bosonic atoms in optical lattices», *Physical Review Letters*, vol. 81, n° 15, p. 3108. 45, 46
- KASEVICH, M. et S. CHU. 1992, «Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms», *Physical review letters*, vol. 69, n° 12, p. 1741. 34
- KETTERLE, W., K. B. DAVIS, M. A. JOFFE, A. MARTIN et D. E. PRITCHARD. 1993, «High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap», *Physical review letters*, vol. 70, n° 15, p. 2253. 27
- KETTERLE, W. et N. VAN DRUTEN. 1996, «Evaporative cooling of trapped atoms», *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, vol. 37, p. 181. 34
- LETT, P. D., R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD et H. J. METCALF. 1988, «Observation of atoms laser cooled below the doppler limit», *Physical Review Letters*, vol. 61, n° 2, p. 169. 18, 19
- LEWENSTEIN, M., A. SANPERA et V. AHUFINGER. 2012, *Ultracold Atoms in Optical Lattices*, vol. 143, Oxford University Press. 34

- LIN, Y.-J., A. PERRY, R. COMPTON, I. SPIELMAN et J. PORTO. 2009, «Rapid production of ^{87}Rb bose-einstein condensates in a combined magnetic and optical potential», *Physical Review A*, vol. 79, n° 6, p. 063 631. 33, 38
- LINDQUIST, K., M. STEPHENS et C. WIEMAN. 1992, «Experimental and theoretical study of the vapor-cell zeeman optical trap», *Physical Review A*, vol. 46, n° 7, p. 4082. 27
- LUITEN, O., M. REYNOLDS et J. WALRAVEN. 1996, «Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas», *Physical Review A*, vol. 53, n° 1, p. 381. 34, 35
- MIGDALL, A. L., J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. BERGEMAN et H. J. METCALF. 1985, «First observation of magnetically trapped neutral atoms», *Physical Review Letters*, vol. 54, n° 24, p. 2596. 32, 33
- MOLLOW, B. 1972, «Stimulated emission and absorption near resonance for driven systems», *Physical Review A*, vol. 5, n° 5, p. 2217. 27
- MONROE, C., W. SWANN, H. ROBINSON et C. WIEMAN. 1990, «Very cold trapped atoms in a vapor cell», *Physical Review Letters*, vol. 65, n° 13, p. 1571. 26
- NAIK, D. et C. RAMAN. 2005, «Optically plugged quadrupole trap for bose-einstein condensates», *Physical Review A*, vol. 71, n° 3, p. 033 617. 34
- PETRICH, W., M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER et E. A. CORNELL. 1995, «Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms», *Physical Review Letters*, vol. 74, n° 17, p. 3352. 34
- PRENTISS, M., E. RAAB, D. PRITCHARD, A. CABLE, J. BJORKHOLM et S. CHU. 1988, «Atomic-density-dependent losses in an optical trap», *Optics letters*, vol. 13, n° 6, p. 452–454. 27
- PRITCHARD, D. E. 1983, «Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy», *Physical Review Letters*, vol. 51, n° 15, p. 1336. 34
- RAAB, E., M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D. E. PRITCHARD. 1987, «Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure», *Physical Review Letters*, vol. 59, n° 23, p. 2631. 25, 27
- REIF, F. 2009, *Fundamentals of statistical and thermal physics*, Waveland Press. 18
- SESKO, D., T. WALKER, C. MONROE, A. GALLAGHER et C. WIEMAN. 1989, «Collisional losses from a light-force atom trap», *Physical review letters*, vol. 63, n° 9, p. 961. 27
- SESKO, D. W., T. WALKER et C. E. WIEMAN. 1991, «Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap», *JOSA B*, vol. 8, n° 5, p. 946–958. 27
- SPIELMAN, I., W. PHILLIPS et J. PORTO. 2007, «Mott-insulator transition in a two-dimensional atomic bose gas», *Physical Review Letters*, vol. 98, n° 8, p. 080 404. 45
- STECK, D. A. 2001, «Rubidium 87 d line data», . 20
- TAKAMOTO, M., F.-L. HONG, R. HIGASHI et H. KATORI. 2005, «An optical lattice clock», *Nature*, vol. 435, n° 7040, p. 321–324. 42
- UEHLINGER, T., D. GREIF, G. JOTZU, L. TARRUELL et T. ESSLINGER. 2011, «Fermi-hubbard physics with ultracold fermions in optical lattices», dans *APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts*, vol. 1, p. 1050. 49

- WANNIER, G. H. 1937, «The structure of electronic excitation levels in insulating crystals», *Physical Review*, vol. 52, n° 3, p. 191. 46
- WERNER, F., O. PARCOLLET, A. GEORGES et S. HASSAN. 2005, «Interaction-induced adiabatic cooling and antiferromagnetism of cold fermions in optical lattices», *Physical review letters*, vol. 95, n° 5, p. 056 401. 50
- WING, W. H. 1984, «On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields», *Progress in Quantum Electronics*, vol. 8, n° 3, p. 181–199. 32
- ZACHOROWSKI, J., T. PALASZ et W. GAWLIK. 1998, «Magneto-optical trap for rubidium atoms», *Optica Applicata*, vol. 28, p. 239–248. 26
- ZWERGER, W. 2003, «Mott–hubbard transition of cold atoms in optical lattices», *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 5, n° 2, p. S9. 47

CHAPITRE 2

Dispositif expérimental pour le refroidissement d'atomes

*« Tout devrait être rendu aussi simple
que possible, mais pas plus simple. »*

Attribué à Albert Einstein

Sommaire

2.1 Espèces atomiques	58
2.1.1 Rubidium 87	59
2.1.2 Potassium 40	60
2.2 Génération des fréquences optiques	61
2.2.1 Contraintes et besoins pour le système laser	62
2.2.2 Choix des longueurs d'onde et nombre de lasers	64
2.2.3 Description du système laser	66
2.2.4 Référence de fréquence	72
2.2.5 Banc optique	73
2.3 Système d'enceintes à vide	80
2.3.1 Enceinte pour 2DMOT	80
2.3.2 Enceinte principale	82
2.4 Système de contrôle	86
2.4.1 Séquenceur	87
2.4.2 Logiciel de contrôle	87
2.5 Détection	88
2.5.1 Imagerie par absorption	89
2.5.2 Caractérisation du nuage atomique	90
2.5.3 Système optique et caméra	92
2.5.4 Séquence temporelle	92
2.6 Optimisation du nuage d'atomes ultra froids	93
2.6.1 Piège magnéto-optique à 2D	94
2.6.2 Piège magnéto-optique à 3D	95
2.6.3 Piège magnéto-optique compressé	97
2.6.4 Mélasses optiques	99
2.6.5 Piège hybride magnétique-optique	99
2.7 Conclusions	106
2.8 Références	107

Lorsque ce projet a démarré il y a un peu plus de trois ans, une des premières décisions que nous avons prises concernant la conception et la construction du montage expérimental, était de se concentrer dans un premier temps uniquement sur le refroidissement des atomes de rubidium 87. Ce choix était justifié par le fait que le rubidium 87 est une espèce atomique dont les techniques de refroidissement sont particulièrement bien maîtrisées, ce qui nous permettrait de calibrer le montage et de tester ses performances. L'implémentation du refroidissement du potassium 40 a donc été remise à plus tard. De plus, comme les longueurs d'onde de refroidissement de ces deux espèces atomiques sont relativement proches (780 nm pour le rubidium et 767 nm pour le potassium), certaines parties critiques du montage expérimental pouvaient être conçues pour être compatibles avec ces deux longueurs d'onde. C'est le cas notamment des composants optiques du MOT à deux dimensions et du MOT à trois dimensions.

Pendant la durée de cette thèse, nous avons donc construit l'expérience visant à refroidir le rubidium 87, et même si le régime de dégénérescence quantique n'a pas été atteint, nous avons obtenu des résultats prometteurs. Ceci malgré les inconvénients rencontrés, notamment le fait que le laboratoire ne disposait pas d'installations au début projet, et que nous n'avons pas eu de salle d'expérience pendant les 6 premiers mois.

Dans ce deuxième chapitre nous décrivons donc la première version du dispositif expérimental que nous avons construit, dans le but de piéger, de refroidir et de détecter des atomes de rubidium 87, et qui pourra pour la suite être étendu pour refroidir également le potassium 40. La première section du chapitre sert de présentation et justification du choix de ces deux espèces atomiques. Dans la deuxième section, nous traitons les considérations qui ont mené à la conception du laser de refroidissement du rubidium. Ce système laser a été construit sur mesure pour nous par la société μ Quans, mettant au profit la robustesse de ses composants télécom fibrés. Nous y décrivons également le banc optique qui permet de préparer les faisceaux issus du système laser de refroidissement. Dans la troisième section nous discutons les décisions de conception et de construction du système d'enceintes à vide dans lequel sont placés les atomes. La quatrième section décrit le système de contrôle informatique qui nous permet d'opérer l'expérience de façon séquentielle, précise et reproductible. La cinquième section traite la détection du nuage d'atomes froids en utilisant de l'imagerie par absorption. Dans la sixième et dernière section, nous décrivons les différentes étapes de l'optimisation du refroidissement du rubidium 87, mettant en avant les performances et les limitations de cette première version de notre montage expérimental.

Des travaux sur ce montage sont actuellement en cours, et ont pour but de l'étendre pour permettre la génération des réseaux optiques bidimensionnels en champ proche, ainsi que de refroidir le potassium 40. La détection des atomes piégés dans de telles réseaux fera l'objet du troisième chapitre de ce manuscrit.

2.1 Espèces atomiques

Les expériences d'atomes froids utilisent généralement des alcalins, c'est à dire des atomes ayant un seul électron sur leur dernière orbitale. Ce ne sont que les transitions de ce seul électron qui sont utilisées pour manipuler l'atome. Sa structure électronique est semblable à celle d'un atome à deux corps comme l'hydrogène. Les transitions énergétiques de ces atomes sont très bien connues et peuvent être utilisées pour refroidir efficacement les atomes.

Le choix d'une espèce particulière d'atomes alcalins doit être fait en considérant des critères techniques, comme la complexité et donc le prix du système laser de refroidis-

sement, ou l'accessibilité à l'espèce atomique en question (se trouve aisément dans le marché, à quel prix), mais aussi des critères scientifiques. Au sein de notre équipe, l'objectif scientifique à long terme est l'étude des gaz dégénérés de Bose-Fermi piégés dans un réseau optique bidimensionnel, ce qui nous permettra de simuler de systèmes gouvernés par des statistiques de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac, ainsi que des mélanges des deux espèces. En regard de cela, le choix du rubidium 87 comme espèce bosonique semble évident car il s'agit de l'atome qui a été globalement le plus et le mieux refroidi. Quant à l'espèce fermionique, nous avons choisi le potassium 40 surtout car il présente des résonances de Feshbach importantes. En effet, un aspect crucial pour un simulateur quantique est sa capacité à contrôler précisément les différents paramètres du système quantique simulé. Dans un réseau optique, un des paramètres les plus importants est l'interaction entre les atomes qui y sont piégés. Les résonances de Feshbach permettent d'ajuster l'intensité et le signe de ces interactions.

Dans les paragraphes suivants nous présentons les propriétés de ces deux espèces atomiques, les plus pertinentes pour notre étude.

2.1.1 Rubidium 87

Le rubidium 87 est un alcalin et un boson. Sa structure électronique présente des transitions relativement proches en fréquence. Ces transitions peuvent être utilisées pour le refroidissement et le repompage, et grâce à cette proximité fréquentielle, la conception du système laser de refroidissement peut être simplifiée. De plus, l'espacement de ses sous-niveaux hyperfins est suffisamment grand devant la largeur spectrale des lasers typiques, ce qui facilite son refroidissement.

Une fois le régime de dégénérescence quantique atteint, le nombre d'atomes du condensat et leur énergie dépendent des propriétés de collision de l'atome en question. Comme la longueur de diffusion, qui caractérise les collisions, est relativement grande et positive pour le Rubidium, le régime de dégénérescence peut être plus facilement atteint. Plus facilement que pour le Cesium par exemple.

Dans le tableau 2.1 sont affichées certaines de ses propriétés les plus pertinentes, et sa structure électronique est montrée dans la figure 2.1, mettant en avant les fréquences des transitions fines et hyperfines entre de ses deux lignes.

Numéro atomique	37
Masse atomique	1.443×10^{-25} kg
Temps de demi-vie	4.8×10^{10} ans
Longueur d'onde de refroidissement	780 nm
Intensité de saturation (ligne D2) ¹	1.67 mW/cm ²
Limite Doppler	140 μ K
Longueur de diffusion	$\sim 100 a_0$
Resonances de Feshbach	40

TABLEAU 2.1 – Propriétés du rubidium 87 pertinentes pour le refroidissement laser. Les valeurs ont été obtenues de STECK [2001] et MARTE et collab. [2002].

1. Pour de la lumière polarisée circulairement.

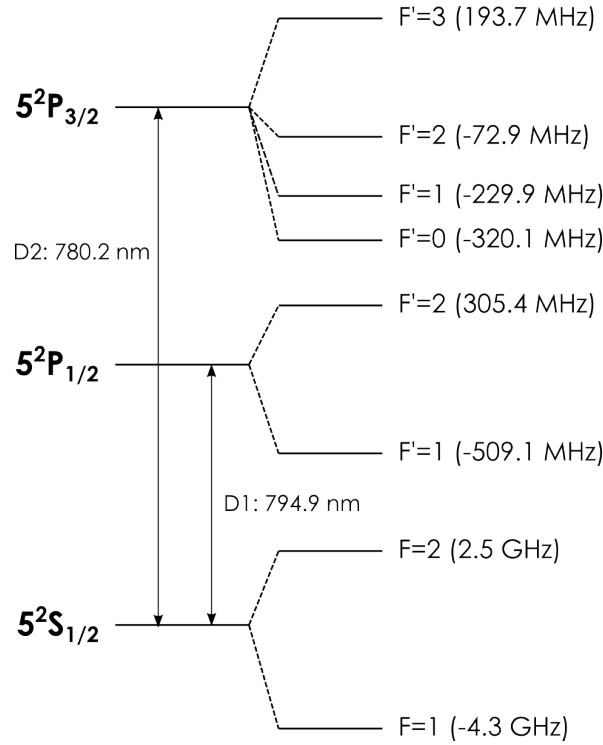


FIGURE 2.1 – Lignes D1 et D2 de la structure électronique du rubidium 87. Pour son refroidissement, on utilise les transitions hyperfines de la ligne D2, notamment $S_{1/2}, F=2 \rightarrow P_{3/2}, F'=3$, et $S_{1/2}, F=1 \rightarrow P_{3/2}, F'=2$ pour le repompage.

2.1.2 Potassium 40

L'isotope 40 du potassium est un fermion, qui, comme tous les alcalins, a un seul électron de valence et dont la charge du noyau est écrantée par ses autres électrons. Les transitions les plus fortes partant de son état fondamental sont les transitions $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$ (ligne D1) et $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ (ligne D2). Sa structure hyperfine est plus resserrée que celle du rubidium 87, ce qui rend plus compliquée l'obtention de températures sub-Doppler.

Néanmoins, la principale différence avec les expériences du rubidium émerge lors du refroidissement par évaporation. En effet, pour que la thermalisation ait lieu, les atomes doivent subir des collisions élastiques. Or, comme le potassium 40 est un fermion, sa fonction d'onde est anti-symétrique, ce qui empêche des collisions de type onde-s entre deux fermions de même type. Les collisions de type onde-p existent, mais elles disparaissent pour des températures inférieures à 100 μK [DeMarco et collab. \[1999\]](#). Différentes possibilités existent pour refroidir le potassium 40 par évaporation. Il est par exemple possible de préparer le nuage dans deux sous-états magnétiques différents pouvant collisionner [Regal \[2007\]](#). Dans notre expérience, nous nous orientons vers un refroidissement sympathique via le rubidium 87. Dans ce processus, les atomes de rubidium sont refroidis et collisionnent avec les atomes de potassium [Holland et collab. \[2000\]](#), [Modugno et collab. \[2001\]](#), [Modugno et collab. \[2002\]](#). Ce choix apparaît naturel puisque les expériences de simulation quantique que nous envisageons de réaliser concernent aussi le rubidium 87.

Dans notre contexte, une des propriétés les plus remarquables du potassium 40, est qu'en utilisant des champs magnétiques proches des résonances de Feshbach, il est possible de se servir de leur grande amplitude, pour contrôler précisément le signe et l'intensité des interactions entre les atomes.

En outre, étant donné que sa masse est à peu près la moitié de celle du rubidium 87,

il est probable qu'il soit plus sensible que ce dernier à la diffusion de photons. Il faudra donc faire spécialement attention lors de leur détection dans le réseau optique.

Comme pour le rubidium 87, les propriétés les plus pertinentes, ainsi que la structure électronique du potassium 40, sont respectivement montrées dans le tableau 2.2 et dans la figure 2.2.

Numéro atomique	19
Masse atomique	6.636×10^{-26} kg
Temps de demi-vie	1.2×10^9 ans
Longueur d'onde de refroidissement (ligne D2)	767 nm
Intensité de saturation (ligne D2) ²	1.75 mW/cm ²
Limite Doppler	145 μ K
Longueur de diffusion	104 a_0
Resonances de Feshbach	3

TABLEAU 2.2 – Propriétés du potassium 40 pertinentes pour le refroidissement laser. Les valeurs ont été obtenues de TIECKE [2010], FALKE et collab. [2008] et REGAL [2007].

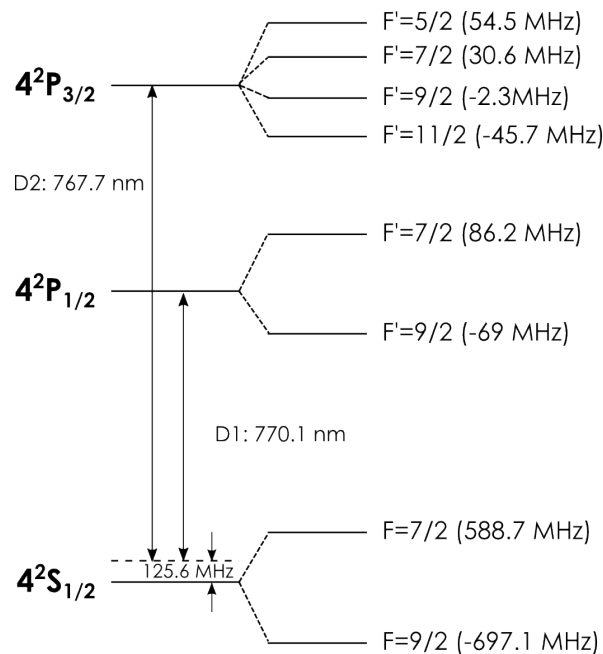


FIGURE 2.2 – Structure électronique du potassium 40. L'écartement des niveaux hyperfins est plus faible que pour le rubidium 87. Le refroidissement radiatif de cette espèce atomique se fait usuellement en utilisant la transition D2.

2.2 Génération des fréquences optiques

Dans cette section, nous allons décrire les considérations expérimentales qui ont été faites pour générer les différentes fréquences optiques des faisceaux laser. À long terme, le montage expérimental de l'expérience AUFRONS produira des gaz ultra froids de rubidium 87 et de potassium 40. Cependant, dans un premier temps nous nous sommes focalisés sur le refroidissement du rubidium 87. Le travail qui est décrit ci-après ne concerne

2. Pour de la lumière polarisée circulairement

donc que cette espèce bosonique. Les solutions choisies prennent en considération l'optimisation de la durée d'un cycle expérimental, ainsi que la satisfaction des besoins en termes de fréquence et de puissance optique de notre montage.

2.2.1 Contraintes et besoins pour le système laser

Le choix d'un système laser de refroidissement a été fait pour qu'il soit adapté aux contraintes imposées par la structure électronique du rubidium. En effet, compte tenu des transitions électroniques qui seront utilisées, les différents faisceaux laser qui y seront adressés devront avoir des fréquences désaccordées faiblement, tout en ayant une qualité spectrale similaire. Ceci nous a mené à faire le choix d'utiliser un seul système laser pour générer les différents faisceaux, nécessaires pour les pièges magnéto-optiques à 2D et à 3D, les mélasse optiques, le pompage optique et l'imagerie. Les besoins en termes de fréquence et de puissance de chacun de ces faisceaux sont détaillés ci-après.

2DMOT

Le choix de l'utilisation d'un 2DMOT comme source d'atomes froids et sa description seront donnés plus loin dans ce chapitre, mais pour pouvoir déterminer quels sont les besoins et contraintes en fréquence et en puissance optique pour cette partie de l'expérience, nous devons avancer quelques unes de ses caractéristiques.

Dans le 2DMOT, les faisceaux refroidisseurs transverses ont une polarisation circulaire et une forme elliptique, avec des rayons au col de 10 mm dans l'axe long et 5 mm dans l'axe court. Pour piéger et refroidir le plus grand nombre d'atomes de façon optimale, l'intensité de ces faisceaux doit être comparable à l'intensité de saturation pour la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, $I_{sat}=1.67 \text{ mW/cm}^2$, en utilisant de la lumière polarisée circulairement. L'intensité d'un faisceau pour une puissance initiale P_0 est donnée par l'équation

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \quad (2.1)$$

Pour être sûrs d'avoir suffisamment d'intensité, nous avons choisi d'avoir au moins 10 fois I_{sat} , donc la puissance nécessaire doit être de 15 mW pour un faisceau. En ajoutant la puissance de tous les faisceaux (6 au total), cela fait autour de 90 mW.

En plus des faisceaux refroidisseurs, il faut ajouter un faisceau repompeur aux faisceaux transverses. En effet, après avoir absorbé un photon et avoir fait la transition de l'état $5S_{1/2}, F=2$ vers l'état $5P_{3/2}, F=3$, l'atome peut se désexciter en descendant aux états $5S_{1/2}, F=2$ ou $5S_{1/2}, F=1$. Dans ce dernier cas, l'atome ne voit plus la lumière, ce qui entraîne un arrêt du refroidissement. Il est donc nécessaire d'inclure un mécanisme qui permette aux atomes tombés dans cet état noir, de revenir vers l'état $5S_{1/2}, F=2$. Ceci est fait en irradiant les atomes avec une lumière résonante avec la transition $5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$. Typiquement, il suffit de peu de puissance du repompeur (autour de 10 mW) pour réactiver le cycle de refroidissement.

Le pousseur est le dernier faisceau du 2DMOT. Comme son nom le laisse comprendre, sa fonction est de pousser les atomes refroidis dans le 2DMOT vers l'enceinte du 3DMOT. Les valeurs typiques de puissance nécessaire sont très faibles devant la puissance des faisceaux refroidisseurs (autour de 0.5 mW), donc il n'est pas vraiment contraignant.

Concernant les fréquences, les faisceaux refroidisseurs et pousseur doivent être légèrement désaccordés vers le rouge par rapport à la transition de refroidissement. Ce désaccord est une valeur à optimiser expérimentalement (typiquement autour de $-3 \text{ } \Gamma$), ce qui nous impose de contrôler la fréquence de ces faisceaux de façon indépendante du reste

des faisceaux de l'expérience. Quant au repompeur, nous avons déjà vu qu'il doit être en résonance avec la transition $5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$.

3DMOT et mélasse optique

Six faisceaux laser contra-propageants sont utilisés pour le refroidissement Doppler et sub-Doppler des atomes piégés dans le 3DMOT. Ils sont tous issus des collimateurs ayant des rayons au col de 11.25 mm. Pour que le refroidissement soit efficace, l'intensité de chacun de ces faisceaux doit être de l'ordre de $I_{sat}=1.67 \text{ mW/cm}^2$, ce qui fait autour de 7 mW par faisceau. La puissance totale pour les 6 faisceaux doit être donc de l'ordre de 40 mW. Pour être sûrs de compenser les pertes dues aux couplages de fibres optiques et collimateurs, et d'avoir suffisamment d'intensité lumineuse sur les atomes, nous avons décidé de fixer le minimum de la puissance total du 3DMOT à 80 mW.

Pour la même raison que pour le 2DMOT, il faut aussi ajouter un faisceau repompeur à chaque faisceau refroidisseur. Typiquement, il n'y a pas besoin de dépasser le 10% de la puissance du refroidisseur, donc nous avons fixé la puissance minimale du repompeur à 8 mW.

Les faisceaux refroidisseurs doivent être légèrement désaccordés vers le rouge pour optimiser le refroidissement, typiquement autour de -3Γ . Après l'étape de refroidissement Doppler, le désaccord des lasers doit être augmenté (jusqu'à autour de -10Γ) pour entrer dans un régime, connu comme *MOT compressé* (CMOT) PETRICH et collab. [1994], où la densité atomique peut être augmentée grâce à la diminution de la pression exercée par la lumière diffusée. C'est le même ordre de désaccord qui est nécessaire pour réaliser du refroidissement sub-Doppler efficace dans une mélasse optique. La valeur de ces désaccords est aussi un paramètre à optimiser expérimentalement, le faisceau refroidisseur doit donc être suffisamment flexible pour être ajusté dans cette plage de fréquence d'émission. Comme la durée typique d'une rampe de fréquence entre le stade MOT et le stade de mélasse optique est de quelques ms, la vitesse minimale de balayage de fréquence du laser doit être autour de 50 MHz/ms.

Pompage optique

Pour comprendre quels sont les besoins de puissance et de fréquence du pompage optique, nous allons premièrement discuter brièvement de son principe.

En absence de perturbation extérieure, les atomes sont originellement distribués uniformément sur les différents sous-niveaux magnétiques m_F du niveau fondamental. Le but du pompage optique est de transférer la majorité des atomes vers un sous-niveau m_F ayant un minima de potentiel, pour que le piégeage du nuage dans le piège magnétique quadripolaire, où prend place l'évaporation RF, soit le plus efficace possible. Le pompage optique est réalisé tout d'abord en appliquant un champ magnétique de biais pour produire un axe de quantification pour le nombre quantique m_F , auquel la polarisation de la lumière peut être comparée. Puis, plusieurs faisceaux sont envoyés avec des longueurs d'onde et polarisations précises pour exciter les atomes qui ne sont pas dans l'état de minima de potentiel vers un des sous-états Zeeman de l'état excité $5P_{3/2}, F=2$. Les atomes se dés excitent alors de façon spontanée en émettant un photon de polarisation aléatoire, en respectant les règles de sélection pour les transitions de type dipolaire électrique $\Delta m_F=0$ ou $\Delta m_F = \pm 1$. Ils peuvent donc tomber sur un des sous-niveaux Zeeman des états $5S_{1/2}, F=1$ et $5S_{1/2}, F=2$. En répétant le cycle plusieurs fois, les atomes finissent tous dans un état noir où ils ne sont plus sensibles à la lumière qui leur est envoyée. Ce processus est schématisé dans la figure 2.3.

Dans notre cas, les atomes seront piégés dans l'état $5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$. Pour cela, nous les pomperons donc optiquement en adressant des faisceaux σ^+ ou π à la transition $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$, et un faisceau σ^+ à la transition $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$. D'un autre côté, la puissance nécessaire pour que le pompage optique ait lieu est typiquement de quelques mW seulement.

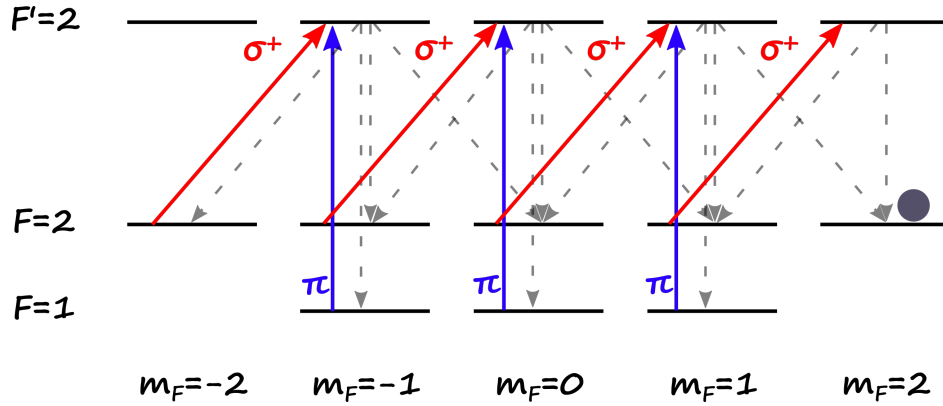


FIGURE 2.3 – Schéma du mécanisme pour le pompage optique vers l'état $m_F=+2$.

Imagerie

Les résultats obtenus à la fin du cycle expérimental doivent être enregistrés. Dans la grande majorité des cas, ceci est fait en utilisant des systèmes optiques. Comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre, une des techniques les plus utilisées est l'imagerie par absorption, avec laquelle des images de l'ombre projetée par les atomes sont enregistrées sur un capteur optique (souvent une caméra CCD), lorsqu'ils absorbent la lumière laser résonante avec laquelle ils sont irradiés. À partir de ces images, il est possible d'inférer de l'information sur les propriétés physiques du nuage atomique, telles que sa température, densité spatiale, etc.

La transition utilisée pour l'imagerie est la même que la transition de refroidissement, c'est-à-dire $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3$. Il est parfois possible que la lumière adressée à cette transition doive être désaccordée légèrement, pour éviter de saturer les images à cause d'une densité spatiale atomique trop importante. Ceci arrive généralement lorsque les atomes sont pris en image à des temps de vol courts (de l'ordre de quelques ms). Pour cette raison, nous devons nous laisser la possibilité d'ajuster la fréquence du faisceau d'imagerie, dans une plage qui va typiquement de -2Γ à $+2\Gamma$.

L'intensité du faisceau d'imagerie doit être en dessous de I_{sat} , pour éviter de réchauffer les atomes. En considérant donc les petites dimensions d'un nuage atomique (qui détermine la taille des faisceaux utilisés), la puissance nécessaire est en général en dessous de 1 mW.

2.2.2 Choix des longueurs d'onde et nombre de lasers

Les besoins en termes de puissance et fréquence qui ont été décrits dans les paragraphes précédents sont résumés dans le tableau 2.3.

Pour la puissance optique, nous avons estimé une efficacité de couplage de 70% pour les fibres optiques menant les faisceaux laser du banc optique à l'enceinte à vide, et 80% pour l'efficacité de couplage avec les AOMs qui contrôlent les faisceaux. Il faut aussi noter

Faisceau	Fréquence	Puissance (atomes)	Puissance (banc optique)
2DMOT C	$5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3 -3\Gamma$	90 mW	160 mW
2DMOT P	$5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3 -3\Gamma$	1 mW	2 mW
2DMOT R	$5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$	10 mW	18 mW
3DMOT C	$5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3 -3\Gamma \text{ à } -10\Gamma$	80 mW	200 mW
3DMOT R	$5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$	8 mW	20 mW
PO σ	$5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$	2 mW	4 mW
PO π	$5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$	2 mW	4 mW
Imagerie	$5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3 -2\Gamma \text{ à } +2\Gamma$	1 mW	2 mW

TABLEAU 2.3 – Puissance et fréquences nécessaire pour les différentes étapes de l'expérience. Les abréviations du nom des faisceaux correspondent respectivement à : refroidisseur 2DMOT, pous-seur 2DMOT, repompeur 2DMOT, refroidisseur 3DMOT, repompeur 3DMOT, et pompage optique σ et π .

que les faisceaux 3DMOT C et 3DMOT R seront couplés à un système diviseur de puis-sance fibré (décrit plus tard dans ce chapitre), pour produire les 6 faisceaux nécessaires, dont l'efficacité de couplage a aussi été considérée comme 70%.

Nous pouvons aussi remarquer que nous aurions principalement besoin de trois fré-quences : une première pour les faisceaux repompeurs dans la transition $5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$, une deuxième pour les faisceaux refroidisseurs du 2DMOT et 3DMOT, ainsi que l'image-rie, dans la transition $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}$, avec un désaccord à optimiser pour chacun des trois faisceaux mais qui est entre $+2\Gamma$ et -10Γ , et une troisième pour le faisceau du pom-page optique dans la transition $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$.

En considérant ceci, il est naturel d'envisager d'utiliser un seul laser pour produire tous les faisceaux repompeurs. Puisque des AOMs seront utilisés pour éteindre/allumer rapidement les faisceaux, il faut tenir compte du décalage de la fréquence des lasers pro-duit par ces derniers. La fréquence finale du laser repompeur doit donc respecter la règle suivante :

$$f_R = f_T - f_{AOM} \quad (2.2)$$

où f_R est la fréquence que doit avoir le laser repompeur, f_T est la fréquence de la transition $5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$, et f_{AOM} la fréquence de l'AOM. Il se trouve qu'en utilisant un AOM à $+78.5$ MHz, la fréquence tombe précisément sur un pic du signal d'absorption saturée du rubidium 87, qui correspond au *crossover*³ entre les états $5P_{3/2}, F=2$ et $5P_{3/2}, F=3$.

Les faisceaux refroidisseurs sont ceux qui ont besoin d'avoir le plus de puissance. Ceci, ajouté au fait que le désaccord de chaque faisceau doit être optimisé séparément, nous a poussé à choisir d'utiliser deux lasers indépendants pour le 2DMOT C et le 3DMOT C. La fréquence des deux lasers doit respecter la condition :

$$f_C = f_T - f_{AOM} - \Delta_f \quad (2.3)$$

où f_C est la fréquence que les refroidisseurs doivent avoir, f_T est la fréquence de la tran-sition $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3$, f_{AOM} est la fréquence de l'AOM et Δ_f est le désaccord par rapport à la transition atomique, qui est à optimiser indépendamment.

3. *Crossover* est un mot anglais qui désigne le pic spectral de fréquence milieu entre deux états électro-niques, qui apparaît à cause du croisement entre ces deux états. Le *crossover* en soit ne correspond pas à une transition réelle, mais il est dû au passage des lasers contra-propageants à travers les deux états, lors de la réalisation de l'absorption saturée.

Le faisceau pousseur peut être produit par n'importe quel de ces deux lasers puisque sa fréquence est très proche, et il en va de même pour le faisceau d'imagerie. Quant au faisceau de pompage optique, il peut aussi être produit par ces deux lasers, à condition d'utiliser un AOM ayant la fréquence nécessaire pour pouvoir le rapprocher de la transition $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$ (la différence est à peu près 170 MHz).

2.2.3 Description du système laser

Les considérations faites dans le paragraphe précédent nous ont menés à choisir un système laser, composé de trois lasers pouvant être contrôlés indépendamment en puissance et en fréquence. Dans ce paragraphe, nous allons donner les détails de sa conception, et caractériser ses performances.

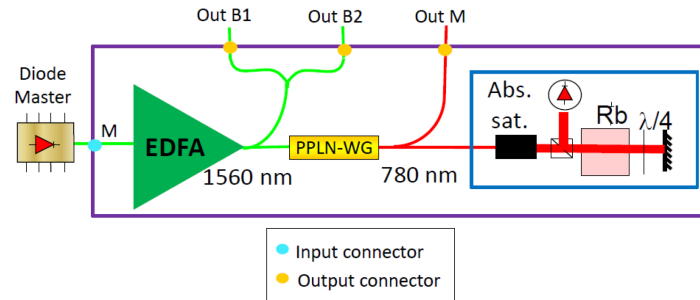
Contexte

Le refroidissement et la manipulation d'atomes nécessitent des lasers ayant des bonnes propriétés spectrales et émettant à des fréquences bien précises (qui correspondent aux transitions électroniques internes des atomes), stables dans le temps. Jusqu'à récemment, les lasers utilisés étaient en général trop sensibles aux perturbations environnementales. Même dans l'environnement contrôlé d'une salle d'expérience, les inévitables fluctuations de température entraînaient des difficultés pour garder la fréquence d'émission des lasers stable. Pour contrer ces inconvénients, depuis quelque temps des composants fibrés, développés à l'origine pour les télécommunications, ont vu leur utilisation augmentée dans la construction des systèmes laser pour le refroidissement d'atomes. L'avantage des composants télécom est qu'ils ont été conçus pour être performants dans des conditions environnementales non-contrôlées, ce qui leur confère une grande robustesse. Le concept a été utilisé à partir de 2007 pour le développement en laboratoire d'un système laser pour le refroidissement du rubidium 85 [LIENHART et collab. \[2007\]](#), et leur utilisation dans des expériences d'horloges atomiques ou de senseurs inertiels. Cette technologie a depuis été perfectionnée et a permis de nos jours la commercialisation de systèmes laser très robustes pour le refroidissement d'atomes.

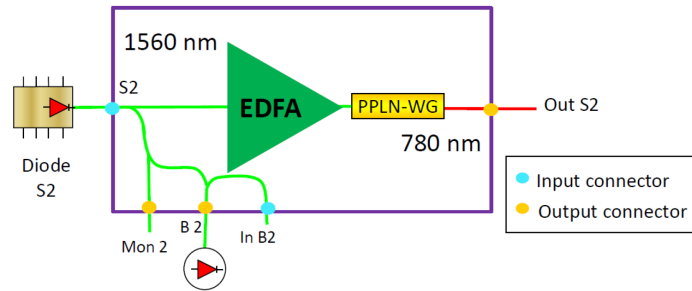
Présentation

Le système laser que nous avons choisi d'utiliser est un modèle commercial conçu et développé sur mesure par la société μ Quans, pour satisfaire les besoins en termes de puissance et fréquence, décrits précédemment, pour le refroidissement radiatif des atomes de rubidium 87 dans notre expérience. Le système, nommé Julius, est composé de trois diodes laser RIO indépendantes de largeur spectral 5 kHz, émettant à 1560 nm et dont le rayonnement est amplifié et doublé en fréquence pour atteindre la longueur d'onde de 780 nm, nécessaire pour la manipulation du rubidium 87. Les trois sorties indépendantes du laser sont fibrées, et correspondent chacune à une diode différente. Julius intègre aussi l'électronique nécessaire pour le correct asservissement en phase et en fréquence des trois diodes. La figure 2.4 montre le diagramme de fonctionnement des trois diodes qui composent notre système laser.

Le rayonnement de la diode M est amplifié par un EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*). Une partie de la puissance est séparée par un diviseur de faisceaux fibré et amenée aux connecteurs de sortie B1 et B2 pour produire les battements optiques avec les esclaves. Le faisceau principal est ensuite doublé en fréquence par un cristal PPLN-WG (*Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide*) afin de produire la lumière à 780 nm. Un



(a) Diagramme du laser M



(b) Diagramme du laser S2 (le même pour le laser S1)

FIGURE 2.4 – Principe schématisé du fonctionnement des diodes laser de Julius. Le rayonnement du laser dit Maître (M) est généré à partir d'une première diode laser, qui est ensuite amplifiée en puissance dans un EDFA, et doublé en fréquence avec un cristal PPLN-WG. L'asservissement en fréquence de ce laser est fait localement avec le spectre d'absorption saturée du rubidium 87, qui est généré dans une cellule de cette espèce atomique, intégré directement dans le système. Le rayonnement des lasers esclave 1 (S1) et esclave (2) sont générés par deux autres diodes indépendantes. Le principe est le même pour les deux : le rayonnement est amplifié dans un EDFA, puis doublé en fréquence avec un cristal PPLN-WG. Ils sont stabilisés en fréquence par battement optique avec le laser M, pour lequel un prélèvement du rayonnement est fait avant l'amplification. Les images ont été reprises du manuel d'utilisateur.

deuxième diviseur de faisceaux fibré prélève une partie de la puissance, qui est envoyée à une cellule de rubidium 87 avec laquelle la fréquence est asservie par absorption saturée, alors que le faisceau principal est envoyé au connecteur de sortie M. Une fibre optique est connectée de l'autre côté du connecteur, étant celle-ci destinée à son usage par l'utilisateur. À la sortie de cette fibre, la puissance délivrée est de ~ 200 mW.

Le laser M est asservi en fréquence par rapport à la référence donnée par le pic d'absorption saturée de la transition $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow$ *crossover* de $5P_{3/2}, F=2$ et $5P_{3/2}, F=3$ (voir figure 2.5).

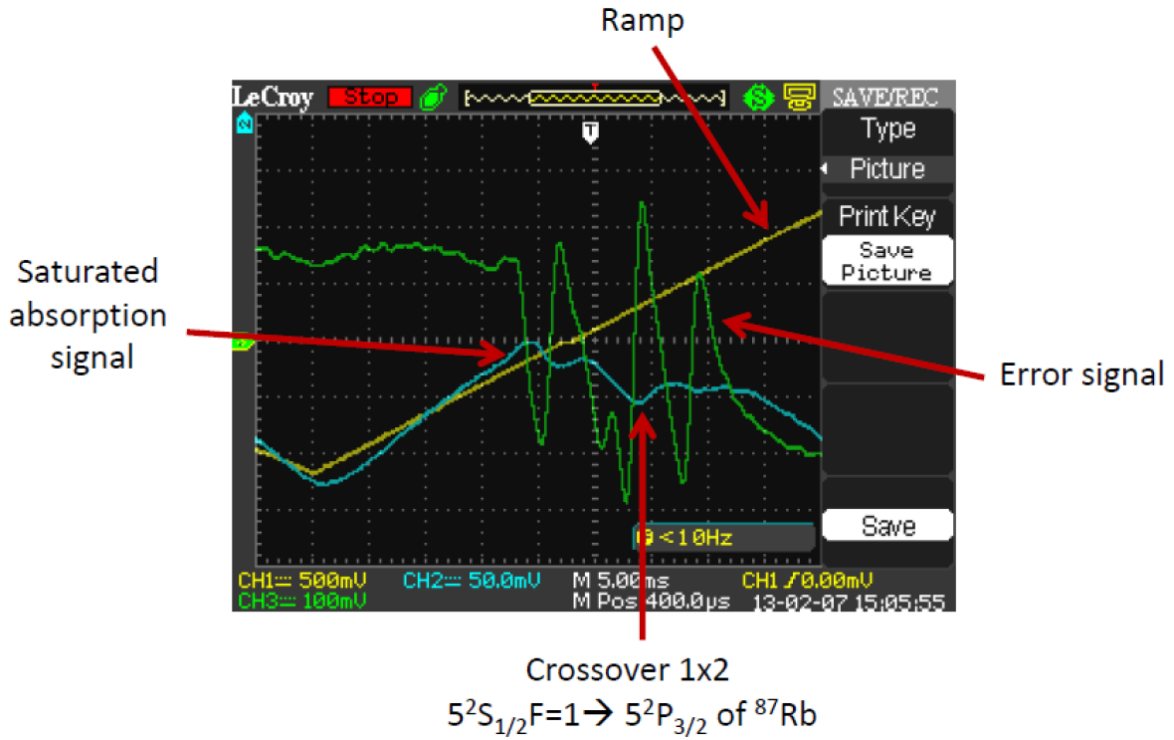


FIGURE 2.5 – Spectre d'absorption saturée du rubidium 87. Image reprise du manuel d'utilisateur.

Le principe de fonctionnement des lasers S1 et S2 est le même. Les diodes laser émettant à 1560 nm sont amplifiées par l'EDFA. Avant l'EDFA, une partie de la puissance est prélevée par un diviseur de faisceaux fibré pour faire le battement optique avec la diode laser M dans le connecteur de sortie B2, où une photodiode fibrée est connectée. Après être passé par l'EDFA, le faisceau est doublé en fréquence par le cristal PPLN-WG pour atteindre les 780 nm et est ensuite envoyé au connecteur de sortie S2, où une fibre optique est connectée et donnée à l'utilisateur. À la sortie de ces fibres la puissance délivrée est de ~ 300 mW chacune.

Les lasers S1 et S2 sont asservis par battement optique par rapport à la fréquence du laser M. Le battement optique est une oscillation de l'intensité de la lumière résultant de l'addition de deux faisceaux laser. En effet, considérons les composantes dépendantes du temps du champ électromagnétique des deux lasers, i.e $E_1(t) = e^{-i\omega_1 t}$ et $E_2(t) = e^{-i\omega_2 t}$. Lorsque les deux faisceaux sont incidents sur la surface d'un photodétecteur, le signal généré correspondra à la valeur moyenne de l'intensité du champ total $E = E_1 + E_2$

$$\langle E \rangle = E^* E = 2(1 + \cos[(\omega_1 - \omega_2)t]) \quad (2.4)$$

Le signal contient donc une composante oscillant à la fréquence de battement $\omega_1 - \omega_2$, qui peut être détectée avec une photodiode rapide. En fixant la valeur de $\omega_1 - \omega_2$ avec une

référence externe, et en connaissant une de ces deux fréquences, l'autre fréquence est automatiquement fixée. Dans notre expérience, cette fréquence de référence est générée avec une DDS (*Direct Digital Synthesiser*), détaillé plus loin de ce chapitre) et est envoyée à l'entrée correspondante de Julius.

Finalement, un écran tactile permet de régler la puissance d'amplification de l'EDFA, ainsi que l'activation des asservissements et l'affichage d'informations sur la température et le courant des diodes. Les asservissements en phase et en fréquence sont contrôlés dans le rack électronique (voir figure 2.6). Trois potentiomètres permettent d'ajuster finement et grossièrement la température, ainsi que l'intensité de courant des diodes.

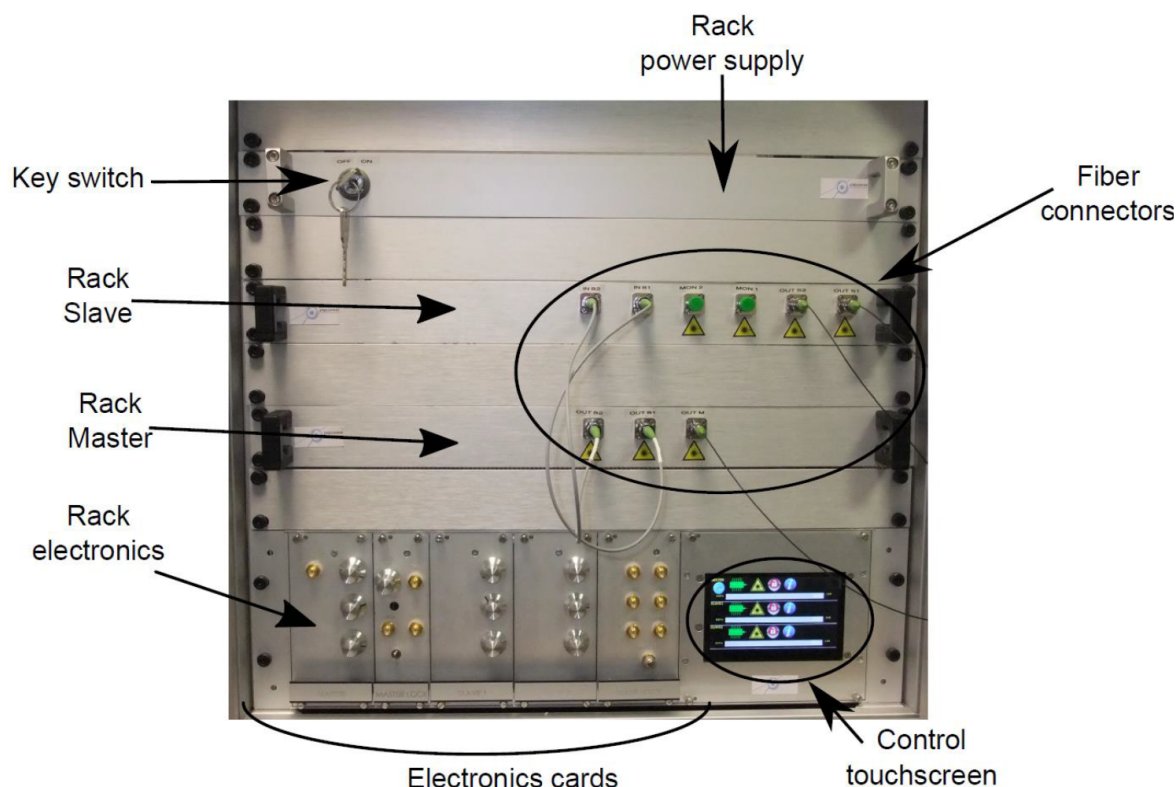


FIGURE 2.6 – Panneau frontal de Julius, depuis lequel sont contrôlés les asservissements des diodes, ainsi que l'ajustement de la puissance d'amplification des EDFA. L'image a été reprise du manuel d'utilisateur.

Distribution de puissance

Compte tenu des contraintes énoncées précédemment, la puissance émise par les trois diodes laser sera distribuée selon les critères suivants :

- Le laser M sera utilisé exclusivement pour le repompage de l'état noir $5S_{1/2}, F=1$ vers l'état fondamental $5S_{1/2}, F=2$, par intermédiaire de l'état $5P_{3/2}, F=3$. Trois faisceaux seront générés à partir du laser M : le repompeur du pompage optique (PO π), le repompeur du 2DMOT (2DMOT R) et le repompeur du 3DMOT (3DMOT R). Les trois faisceaux passeront à travers des AOMs à +78.5 MHz, ce qui les ramènera précisément du *crossover* où ils sont stabilisés, vers l'état $5P_{3/2}, F=3$. Il faut noter que les faisceaux 2DMOT R et 3DMOT R seront contrôlés avec le même AOM car leur indépendance n'est pas cruciale (tant que le 3DMOT est allumé, la lumière résiduelle de n'importe quel faisceau repompeur ne pose pas de problème si elle parvient aux atomes. Quand le 3DMOT est éteint, le faisceau 2DMOT R est également éteint, ce

qui assure qu'il y n'ait pas de lumière parasite lorsque les atomes sont piégés, par exemple dans le piège magnétique).

- Le laser S1 produit les faisceaux refroidisseur du 2DMOT (2DMOT C) et le faisceau pousseur du 2DMOT (2DMOT P). L'absence d'AOMs est justifiée par le fait que, dans une première version de conception, Julius était censé les inclure. Cependant, suite à des problèmes dans le montage (efficacité des AOMs fibrés à 780 nm), il a été décidé qu'ils seraient implémentés ultérieurement. Entre temps, comme des obturateurs mécaniques sont déjà présents pour allumer/éteindre ces faisceaux (plus lents que les AOMs, certes, mais dans tous les cas le temps de chargement du 3DMOT est de plusieurs secondes), nous avons décidé de ne pas les inclure non plus dans le montage de notre banc optique.
- Le laser S2 produit les faisceaux du pompage optique (PO), d'imagerie et de refroidissement pour le 3DMOT (ce même faisceau est aussi utilisé pour la mélasse optique). Ces faisceaux sont stabilisés initialement à la fréquence f_C de l'équation 2.3, qui produit une lumière vue par les atomes avec un désaccord de $\sim -3\Gamma$. Leur fréquence peut ensuite être ajustée de façon indépendante avec la DDS, puisque leur utilisation n'est jamais simultanée.

La distribution de puissance qui vient d'être décrite est schématisée dans de la figure 2.7.

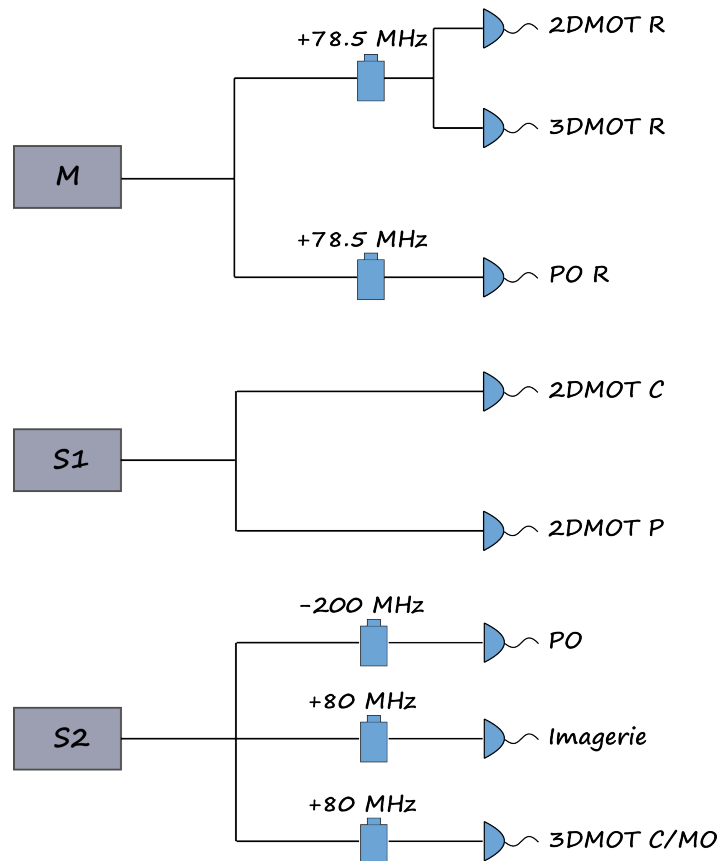


FIGURE 2.7 – Distribution de la puissance des trois diodes de Julius.

Performances

Les tests réalisés sur les performances du système laser ont montré un accord avec les spécifications techniques, et correspondent donc à nos besoins.

La puissance et la polarisation de la lumière émise par les trois diodes sont stabilisées dans le banc optique, qui sera décrit prochainement dans ce chapitre, avec des cubes polariseurs et des circuits PID. La figure 2.8 montre l'évolution temporelle de la puissance émise la diode S2. Pour les autres diodes le résultat est similaire.

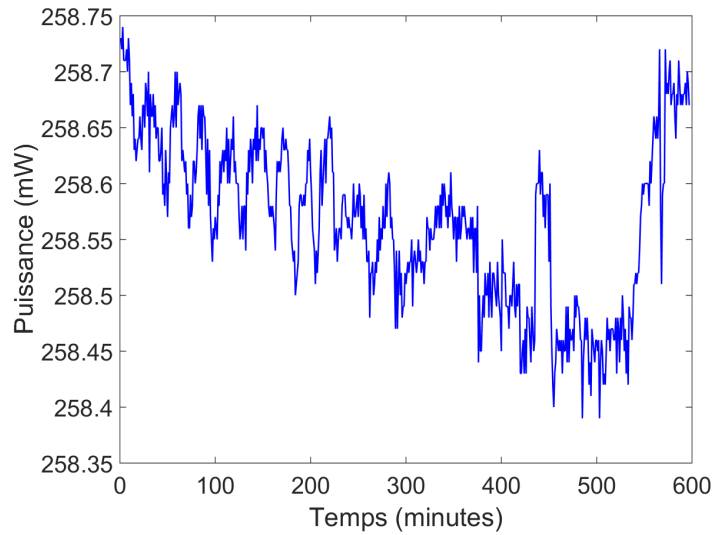


FIGURE 2.8 – Mesure de la stabilité en puissance de la diode S2 du système laser Julius, après être asservi dans le banc optique. Sur une durée de 10 heures, la puissance moyenne est de 258.6 mW, avec un écart type de 0.07 mW.

La pureté spectrale des diodes est déduite à partir des battements montrés dans la figure 2.9. Ces battements ont été réalisés après doublage de fréquence. La largeur spectrale des diodes renseignée par le constructeur est de 5 kHz à 1560 nm, il est donc attendu qu'elle augmente après le doublage, ce qui est effectivement le cas.

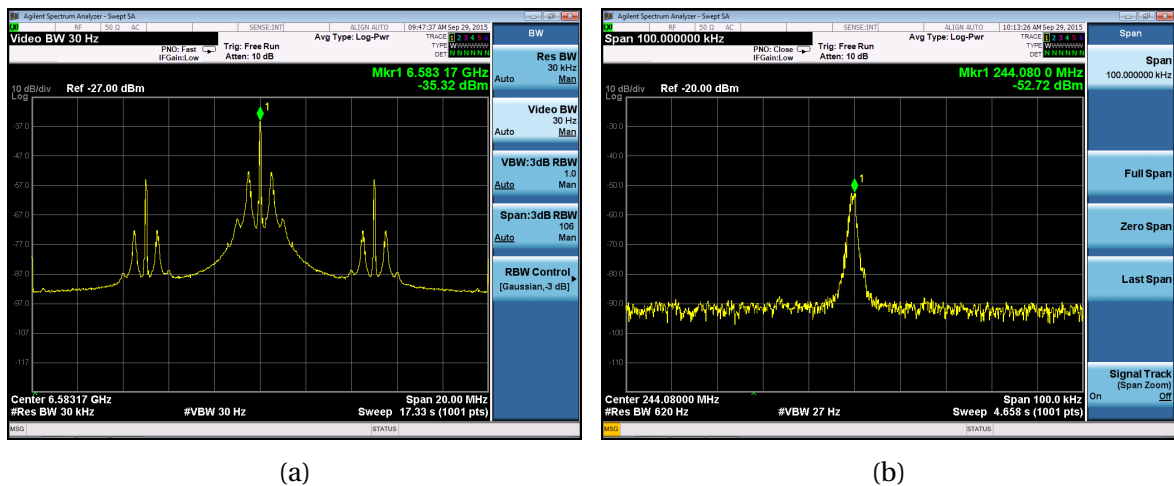


FIGURE 2.9 – Battement entre les lasers M et S1 après doublage de fréquence (2.9a), et zoom sur le pic central du battement entre les lasers S1 et S2 (2.9b). La largeur spectrale est de ~ 10 kHz, trois ordres de grandeur en dessous de la largeur naturelle de l'état excité de la transition cyclante (6 MHz), et donc appropriée pour l'utilisation de ces lasers pour refroidir le rubidium 87.

Les performances du système laser quant au refroidissement des atomes dans le piège magnéto-optique ont aussi été satisfaisantes. Elles seront détaillées plus tard dans ce chapitre.

2.2.4 Référence de fréquence

Comme nous l'avons dit, la fréquence des lasers S1 et S2 est asservie et contrôlée par battement de ces lasers avec le laser M. Ceci est fait en fixant la fréquence du battement avec une référence externe. Dans notre expérience, nous avons choisi d'utiliser une DDS comme source référentielle des fréquence que nous utiliserons. Ce choix est justifié car il s'agit d'un système électronique sophistiqué, qui est en même temps bon marché (comparé à d'autres solutions), capable de générer les fréquences dont nous avons besoin, avec une bonne qualité spectrale, tout en ayant une versatilité suffisante pour les adapter dynamiquement aux exigences de notre séquence expérimentale. Elle sera utilisée pour fixer la fréquence des battements optiques des lasers de refroidissement, mais aussi pour générer le signal RF utilisée lors de l'évaporation dans le piège magnétique.

Principe de fonctionnement

Une DDS est un type de synthétiseur de fréquences, utilisé pour produire des fonctions arbitraires à partir d'un horloge de référence ayant une fréquence fixe. Dans sa version la plus simple, une DDS est composée d'une référence de fréquence (typiquement un cristal), d'un oscillateur contrôlé par entrée numérique, et d'un convertisseur numérique-analogique (figure 2.10).

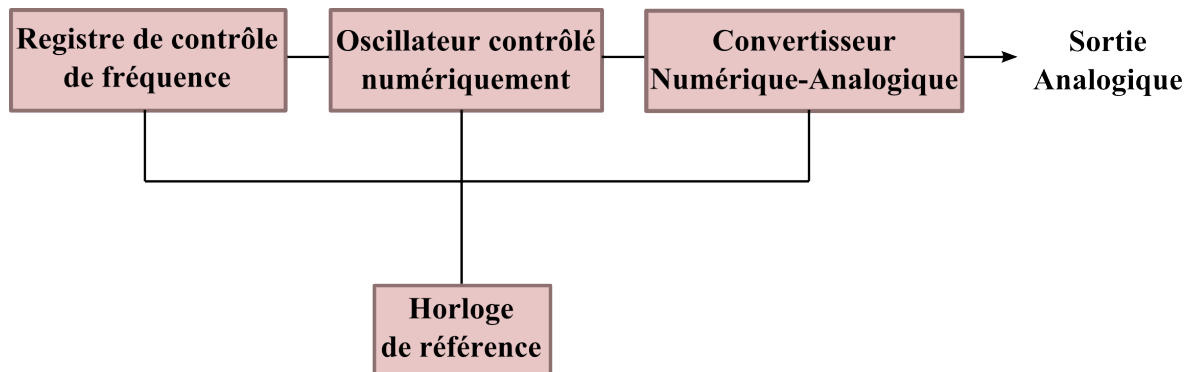


FIGURE 2.10 – Diagramme du principe de fonctionnement d'une DDS.

L'horloge de référence fournit une base de temps stable et détermine la précision des fréquences générées par la DDS. Il cadence l'oscillateur contrôlé par entrée numérique pour qu'il produise à sa sortie une version discrétisée temporellement du signal désiré, dont la fréquence est contrôlée par un mot digital contenu dans le registre de contrôle de fréquence. Le signal digital échantillonné est ensuite converti en analogique par le convertisseur numérique-analogique. Cette reconstruction d'un signal analogique à partir d'un signal échantillonné a l'effet inhérent de produire des répliques du signal, qui sont usuellement filtrées avant de l'envoyer à la sortie.

De la même manière, puisqu'il s'agit d'un système échantillonné, en plus de la fréquence F_{sortie} du signal désiré, sont aussi créés des alias du signal à des fréquences de Nyquist (la première étant à $F_{sortie} - F_h$, où F_h est la fréquence de l'horloge de référence). Dans la majorité des cas, ces alias sont filtrés avec un filtre passe-bas. Dans notre expérience cependant, les alias se trouvent à des fréquences très éloignées de la plage de fréquences que nous utiliserons, donc ils n'ont pas été filtrés.

Description du dispositif utilisé

Le système DDS que nous utilisons est le modèle AD9959 d'Analogue Devices, cadencé avec un signal de 10 MHz externe généré avec un synthétiseur de signaux. Ce modèle est composé de 4 DDS, chacune composée d'un accumulateur de phase de 32-bits et d'un convertisseur phase-amplitude. Ensemble, ces blocs digitaux génèrent une onde sinusoïdale digitale lorsque l'accumulateur de phase est cadencé et que la valeur d'incrément de phase (mot de réglage de fréquence) est plus grand que 0. Simultanément, le convertisseur phase-amplitude traduit l'information sur la phase du signal en information sur l'amplitude en appliquant la fonction $\cos\theta$.

La fréquence de sortie F_{sortie} de chaque canal DDS du système est une fonction du taux de roulement de chaque accumulateur de phase, et son expression est donnée par l'équation suivante :

$$F_{\text{sortie}} = \frac{(\text{FTW})(F_h)}{2^{32}} \quad (2.5)$$

où F_h est la fréquence de l'horloge du système, FTW (*frequency tuning word*) est le mot de réglage de fréquence compris entre 0 et 2^{31} . 2^{32} représente la capacité de l'accumulateur de phase. Les signaux digitaux ainsi générés sont ensuite transformés en signaux analogiques par le convertisseur numérique-analogique.

Les 4 canaux de sortie sont synchronisés à 500 MSPS (*millions samples per second*), dont la fréquence, la phase et l'amplitude des signaux générés sont contrôlés de façon indépendante. Dans notre cas, seul le contrôle de fréquence est utilisé, ayant une précision de 0.12 Hz.

Deux de ces sorties sont utilisées dans notre expérience pour fournir les signaux de référence pour le battement optique des lasers S1 et S2 avec le laser M. La troisième sortie est utilisée pour l'évaporation RF dans le piège magnétique quadripolaire. La quatrième sortie pourrait avoir différentes utilités dans le futur (impulsions π , transitions Landau Zener), mais pour le moment elle n'est pas utilisée.

Parmi les différents modes d'utilisation du système, nous allons seulement décrire les modes dont nous nous servons :

- Mode **Single Tone**. Dans ce mode, la DDS génère un signal sinusoïdal ayant une fréquence unique. Il est utilisé pour générer le signal de référence du battement optique pour l'asservissement des laser esclaves, fixant ainsi leur fréquence d'émission. Il est également utilisé pour les différentes étapes de l'évaporation RF dans le piège quadripolaire.
- Mode **Linear Sweep**. Ce mode permet de générer des rampes de fréquence entre une valeur de départ (D0) et une valeur d'arrivée (A0), en faisant des pas graduels dont la durée est définie par l'utilisateur. La pente des rampes est déterminée par le pas entre D0 et A0, et le temps écoulé dans chaque pas. La résolution fréquentielle du pas est de 32 bits, alors que sa résolution temporelle est de 8 bits. Dans notre expérience, nous utilisons ce mode pour la réalisation du MOT compressé, pour lequel il faut augmenter linéairement le désaccord des faisceaux laser, ou encore pour le piégeage magnétique, qui nécessite d'une augmentation graduelle du gradient du champ.

2.2.5 Banc optique

Les rayonnements issus des trois diodes laser du système Julius doivent être séparés et recombinaés dans les faisceaux appropriés, avant d'être envoyés à l'enceinte à vide où

se trouvent les atomes. La fonction de notre banc optique est donc de préparer ces faisceaux de la façon la plus adaptée, en leur donnant des bonnes propriétés d'intensité, de polarisation et de fréquence.

En ayant ceci à l'esprit, les contraintes que nous avons considérées lors de la conception de ce banc optique sont les suivantes :

- comme le contrôle en fréquence est assuré par la DDS dans la plage nécessaire pour réaliser les rampes de fréquences, le banc optique doit assurer que les faisceaux soient bien contrôlés en puissance uniquement, entre leur extinction totale et puissance maximale. Pour cela, nous utilisons des modulateurs acousto-optiques (*acousto-optic modulator*, i.e. AOM) pour contrôler les rampes de puissance et pour éteindre rapidement la quasi-totalité de la puissance (typiquement en 100 ns). Pour une extinction totale, mais plus lente (typiquement dans l'ordre de la ms), nous utilisons des obturateurs mécaniques. Il faut au moins un miroir devant chaque AOM pour aligner le faisceau dans son ouverture.
- les fluctuations de puissance et de polarisation doivent être minimisées afin de rendre reproductibles les conditions expérimentales. Pour cela, la polarisation des faisceaux est filtrée à leur arrivée sur le banc optique, suivi d'un asservissement en puissance avec un circuit proportionnel intégrateur (PI).
- en arrivant sur le banc optique, les faisceaux issus des trois lasers doivent être divisés et recombinaés pour générer les faisceaux finaux qui seront envoyés aux atomes. Le banc optique doit assurer une bonne distribution de la puissance dans ces faisceaux. Pour cela, nous utilisons des cubes polariseurs (*polarizer beam splitter*, i.e. PBS). Devant chaque PBS il faut placer une lame demi-onde pour ajuster l'inclinaison de la polarisation, ce qui finalement ajuste la distribution de la puissance dans les faisceaux transmis et réfléchis à la sortie des PBS.
- à la sortie du banc optique, les faisceaux laser doivent avoir un mode gaussien TEM₀₀ propre. Puisque généralement les AOM détériorent la qualité du profil des faisceaux qui les traversent, des fibres optiques sont utilisées pour filtrer les imperfections du mode spatial. Elles permettent, en même temps, de guider la lumière jusqu'au système d'enceintes à vide. Devant chaque fibre optique, il faut que deux miroirs soient installés, pour permettre d'aligner l'injection dans les fibres. De la même manière, une lame demie-onde doit être installée avant l'injection, pour aligner la polarisation de la lumière avec les axes de la fibre.
- idéalement, les faisceaux laser ne devraient pas trop diverger le long de leur chemin sur le banc optique. En choisissant donc l'optique de collimation appropriée, il est possible de rendre le rayon des faisceaux collimatés suffisamment petit. Ainsi, nous pouvons nous affranchir de l'utilisation des lentilles de focalisation sur les AOM et sur les coupleurs de fibre.

Les trois faisceaux du système laser sont guidés par des fibres jusqu'au banc optique. Les AOM utilisés sont des modèles commerciaux ATM-A2 de la société IntraAction, ayant une ouverture active de 1 mm de haut. Toutes les fibres optiques utilisées sont mono-modes à maintien de polarisation, de MDF=4.8 μm , produites par la société Schafter und Kirchhoff (SuK). À leur arrivée sur le banc optique, les fibres sont connectées à des coupleurs collimateurs du modèle PAF-x-5-B de Thorlabs, ayant une distance focale effective $f=4.6$ mm. Le diamètre des faisceaux à $1/e^2$ collimatés, calculé à partir de l'équation

$$d = 4\lambda \left(\frac{f}{\pi \text{MDF}} \right) \quad (2.6)$$

est $d=1$ mm, ce qui correspond parfaitement aux dimensions de l'ouverture active des AOMs.

Pour la suite, nous allons décrire le chemin optique de ces faisceaux à travers le banc, et ce jusqu'au moment où ils sont réinjectés dans des fibres pour être guidés vers le système d'enceintes à vide.

Chemin optique du laser M

Le faisceau collimaté a une puissance initiale est de 200 mW. Puisque tous les faisceaux issus du laser M sont des repompeurs, la stabilité en puissance avec laquelle ils sont émis est suffisante. Nous avons donc décidé de ne pas l'asservir dans le banc optique.

- le faisceau passe à travers un premier PBS qui le divise en deux. La partie transmise est le faisceau repompeur pour le pompage optique (faisceau π). Cette partie passe ensuite à travers un AOM de 80 MHz pour être après recombinaison dans un PBS avec le faisceau du pompage optique, provenant du laser S2. Ces deux faisceaux passent ensuite à travers une lame demie onde et un autre PBS. De cette manière leur polarisation est rendue rectiligne, en ayant la même inclinaison avant d'être réinjectés dans la fibre optique. À la sortie de cette fibre, le faisceau repompeur a une puissance maximale de 0.75 mW.
- la partie réfléchi par le premier PBS passe d'abord à travers un AOM de 80 MHz, pour être ensuite divisée par un autre PBS. Le faisceau réfléchi est le repompeur du 3DMOT, et il est injecté dans une fibre optique qui le mène jusqu'à une des entrées du splitter SuK 2 vers 6 (détailé plus tard). Un obturateur mécanique est placé avant l'injection dans la fibre. À la sortie de cette fibre (donc à l'arrivée du splitter), le faisceau a une puissance maximale de 15 mW.
- le faisceau transmis restant est le repompeur pour le 2DMOT. Il est recombinaison dans un PBS avec le faisceau refroidisseur du 2DMOT provenant du laser S1. Les deux faisceaux passent ensuite à travers un deuxième PBS, dont la division produit les faisceaux vertical et horizontal pour le refroidissement et le repompage du 2DMOT. À la sortie des fibres, chaque faisceau repompeur a une puissance maximale de 13 mW. Un obturateur mécanique est placé avant la division, assurant ainsi que l'allumage/extinction des faisceaux vertical et horizontal soit faite simultanément.

Chemin optique laser S1

Le faisceau du laser S1 a une puissance de 315 mW à l'arrivée sur le banc optique. Il est envoyé vers un cube polariseur Glan-Thompson, qui assure un taux d'extinction de polarisation supérieur à 20 dB à sa traversée. Une partie de la puissance transmise est prélevée et envoyée à une photodiode (FGA10 de Thorlabs) pour la réalisation de l'asservissement de puissance par PI. Le faisceau ainsi asservi est stable à des valeurs autour de $10 \mu\text{W}$ mesurés sur 1 heure.

- après avoir traversé le cube Glan-Thompson, le faisceau est envoyé vers un PBS. La partie transmise est le refroidisseur du 2DMOT, et il est recombinaison dans un deuxième PBS avec le faisceau repompeur issu du laser M. Le reste du chemin optique est le même que celui du faisceau repompeur, et a donc été décrit dans le paragraphe précédent. Leur puissance à la sortie des fibres est de 95 mW.
- le faisceau réfléchi par le premier PBS est le pousseur du 2DMOT. Il est directement injecté dans une fibre optique. À la sortie de la fibre, sa puissance maximale est de

3.4 mW. Nous n'avons pas installé d'AOM pour le faisceau repompeur car sa fréquence s'éloignerait trop de celle qui est nécessaire. Pour contrôler sa puissance, nous utilisons donc des filtres de puissance.

- un obturateur mécanique est placé avant la premier PBS : tous les faisceaux du laser S1 sont allumés/éteints en même temps.

Chemin optique laser S2

De façon analogue au laser S1, le laser S2 est aussi filtré en polarisation par un polariseur Glan-Thompson, et est asservi en puissance avec un circuit PI. Les fluctuations mesurées sont autour de 10 μ W sur 1 heure. Sa puissance à l'arrivée au banc optique est de 305 mW.

- à la traversée d'un premier PBS le faisceau pour le pompage optique est séparé du reste de la puissance. Il traverse un AOM de 200 MHz pour ensuite être recombinaé dans un deuxième PBS avec le faisceau repompeur du pompage optique. Les deux faisceaux sont réinjectés dans une fibre. À la sortie de celle-ci, la puissance maximale du faisceau pour le pompage optique est de 1 mW.
- le faisceau réfléchi par le premier PBS est à la fois divisé en deux par un autre PBS. La plupart de la puissance optique est réfléchiée pour devenir le faisceau refroidisseur du 3DMOT/mélasses optiques. Après la traversée d'un AOM 80 MHz et d'un obturateur mécanique, il est finalement injecté dans une fibre optique, qui le mène à une des entrées du splitter SuK 2 vers 6. La puissance maximale à la sortie de la fibre (entrée du splitter) est de 145 mW.
- la partie transmise par le deuxième PBS est le faisceau d'imagerie. Après avoir traversé un AOM de 80 MHz et un obturateur mécanique, il est injecté dans une fibre optique, ayant une puissance maximale à la sortie de 1 mW.

La figure 2.11 montre le diagramme fonctionnel du banc optique pour le refroidissement des atomes de rubidium 87, alors que la figure 2.12 est une photo prise du dit banc après avoir fini sa construction.

Alimentation des AOMs

L'allumage/extinction des différents faisceaux laser doivent être faits de façon suffisamment rapide pour que chaque partie de la séquence expérimentale ne soit pas perturbée par la lumière résiduelle des autres parties. Nous utilisons pour cela des modulateurs acousto-optiques, qui nous assurent des taux d'extinction corrects, avec des temps caractéristiques de l'ordre de la centaine de nanosecondes.

Pour savoir comment les AOM doivent être alimentés, il faut tout d'abord connaître leurs caractéristiques essentielles. Un AOM est un composant opto-électronique dans lequel une onde acoustique de radio-fréquence (RF) se propage périodiquement dans un milieu optique transparent. Tout faisceau laser qui traverse l'AOM est diffracté en plusieurs ordres par l'onde acoustique. Le faisceau diffracté subit une modification de sa fréquence par effet Doppler (augmentée ou diminuée, en fonction du sens de traversée), d'une valeur proportionnelle à la fréquence de l'onde acoustique, qui est à la fois générée par un signal électrique RF externe, contrôlable en fréquence.

La fréquence de la lumière contenue dans le premier ordre de diffraction est modifiée d'une valeur $\pm f_{\text{RF}}$, en fonction du sens de traversée de l'AOM. La fréquence de la lumière dans le deuxième ordre est modifiée de $\pm 2f_{\text{RF}}$, et ainsi de suite. Dans notre expérience,

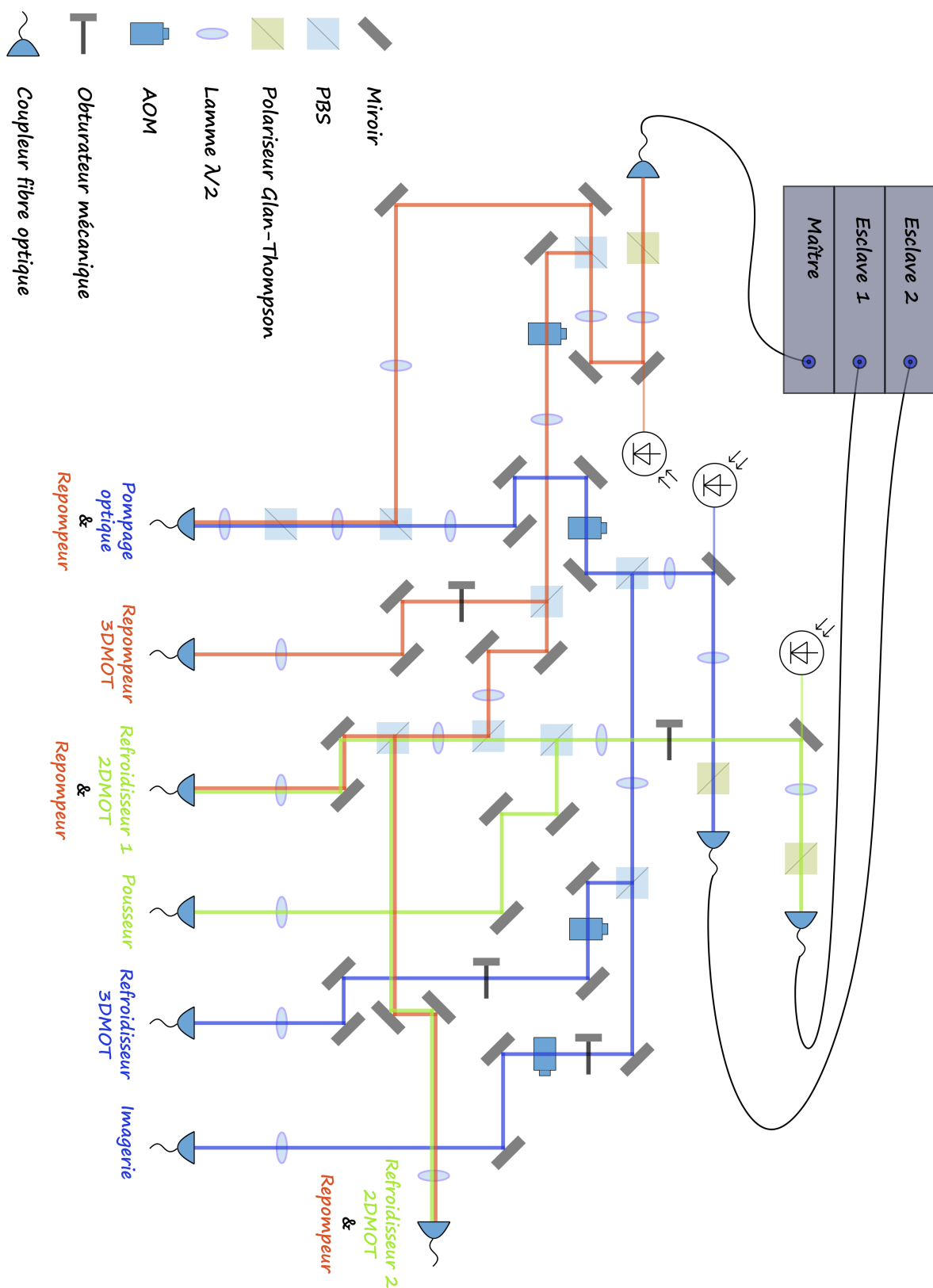


FIGURE 2.11 – Diagramme fonctionnel du banc optique utilisé pour la préparation des faisceaux su système laser.

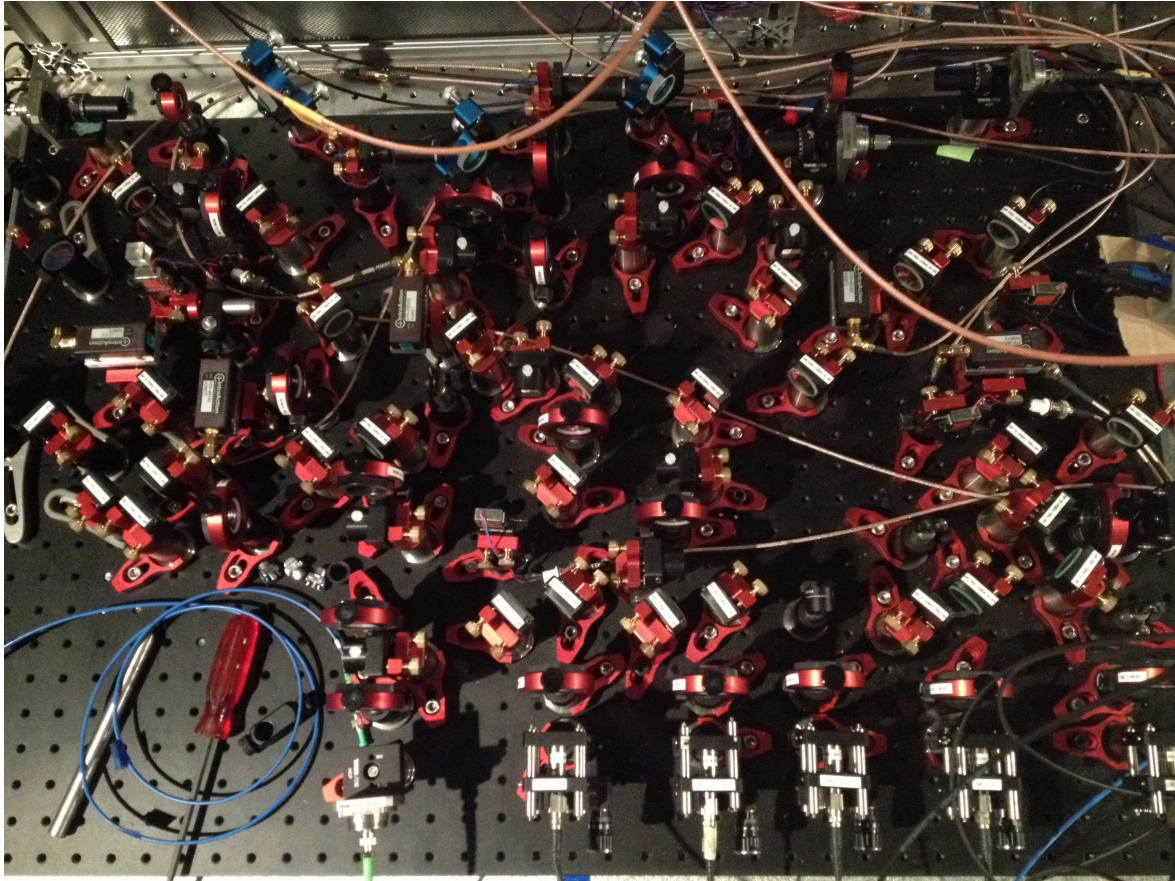


FIGURE 2.12 – Banc optique après avoir fini sa construction.

c'est le premier ordre qui est utilisé car il a un grand taux d'extinction. De plus, compte tenu de l'écart fréquentiel entre les niveaux hyperfins de l'état excité du rubidium 87, si nous utilisons les ordres supérieurs, nous courrions le risque de trop nous approcher des niveaux hyperfins non souhaités.

Pour contrôler le signal RF qui sert d'alimentation des AOM, nous avons construit une chaîne de contrôle, en utilisant des modules électroniques commerciaux. Cette chaîne est représentée dans la figure 2.13, et les détails techniques de ses composants sont listés ci-dessous :

- Des VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) ZOS-100+ (40-110 MHz) et ZOS-200+ (100-200 MHz) de Mini-Circuits. Ce sont des oscillateurs électroniques émettant un signal RF contrôlé par une tension externe. C'est la source primaire de fréquence pour les AOMs.
- Des VCA (*Voltage Controlled Attenuator*) ZX73-2500+ de Mini-Circuits, qui permettent de contrôler la puissance du signal RF qui arrive à l'AOM, donc l'efficacité de la diffraction, ainsi que la puissance lumineuse dans le premier ordre.
- Des switches ZYSWA-2-50DR de Mini-Circuits, qui permettent de contrôler l'allumage/extinction de l'alimentation RF avec un signal TTL externe. Ils sont donc utilisés pour éteindre la lumière dans le premier ordre de diffraction de l'AOM.
- Des amplificateurs ZHL-3A+ (version 1 W) et ZHL-3A+ (version 2 W) de Mini-Circuits, dont le but est d'amplifier le signal RF du VCO jusqu'à correspondre aux spécificités des AOM.

La figure 2.14 montre la courbe de calibration de l'efficacité de diffraction de l'AOM,

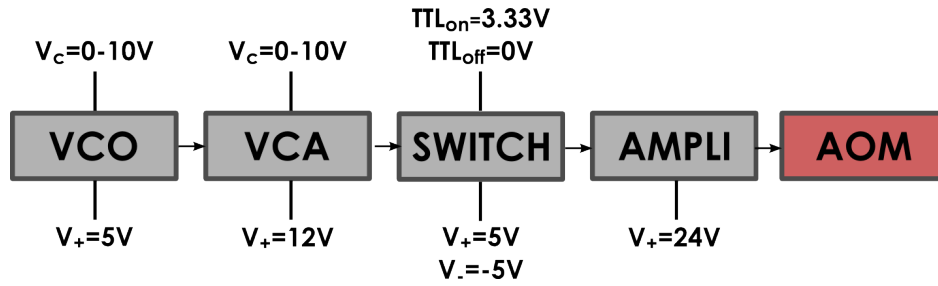


FIGURE 2.13 – Chaîne d'alimentation RF pour les AOMs du banc optique.

en fonction de la tension de contrôle V_c du VCA. Le maximum est autour de 80% de la puissance optique incidente.

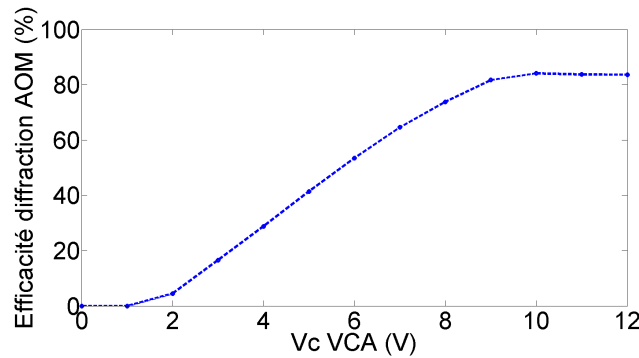


FIGURE 2.14 – Courbe de calibration de l'efficacité de diffraction de l'AOM. Nous avons utilisé des atténuateurs de puissance RF fixe, pour optimiser la correspondance entre le maximum et le minimum de diffraction, avec la plage dynamique de contrôle (0 V à 10 V dans notre système).

Obturbateurs mécaniques

Le taux d'extinction des AOM est élevé, mais il est souvent le cas qu'il n'est pas suffisant. Pour compléter l'extinction des faisceaux, et ainsi être sûrs de supprimer entièrement la lumière parasite, nous utilisons également des obturbateurs mécaniques. Ils ont été recyclés d'une expérience précédente au SYRTE, où le circuit électronique pour les piloter était conçu originalement. Ces obturbateurs sont constitués d'un bras mécanique fixé sur une de ses extrémités, et auquel est collé un morceau de papier aluminium noir sur l'autre extrémité. Le bras est ainsi libre de tourner autour du point fixe le long d'une courte distance. Il est attiré vers le haut par un composant qui devient magnétique, activé par le circuit de contrôle. Quand le circuit est éteint, le bras retombe sur sa position initiale grâce à un ressort. Les temps de montée et descente de l'obturbateur ont été caractérisés, et ils sont montrés dans la figure 2.15. Pour cette caractérisation, nous avons utilisé un faisceau laser qui était bloqué lorsque l'obturbateur était activé, et qui arrivait à une photodiode, lorsque l'obturbateur était éteint.

Ce paragraphe conclut la section dédiée à la discussion sur la génération des fréquences pour le refroidissement des atomes. Dans la section suivante, nous traiterons les prises de décisions pour la conception et construction du système d'enceintes à vide, dans lequel sont placés les atomes.

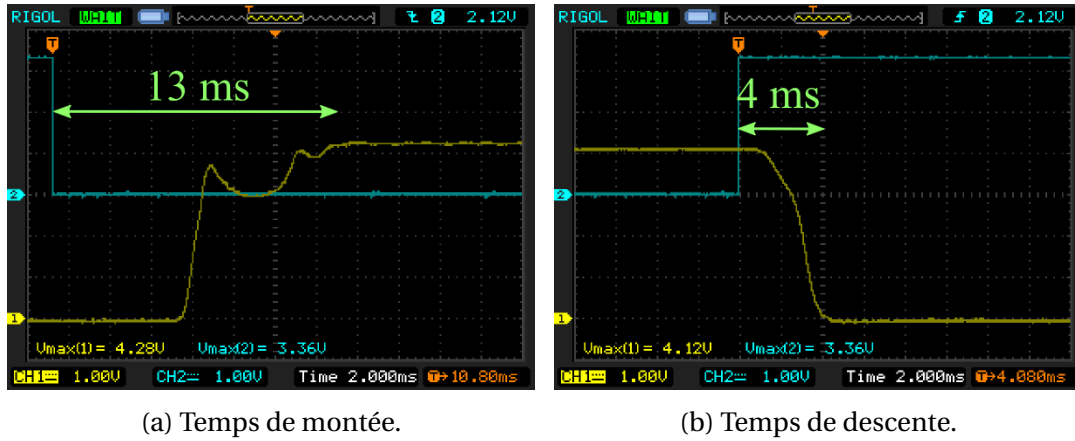


FIGURE 2.15 – Caractérisation des temps de montée et de descente des obturateurs mécaniques utilisés dans le banc optique. La durée est de l'ordre de la dizaine de ms. Ceci ne pose pas problème puisque la plupart de la lumière est déjà éteinte avec les AOMs de façon beaucoup plus rapide (centaines de ns).

2.3 Système d'enceintes à vide

Pour que les atomes puissent être refroidis de façon efficace, ils doivent se trouver dans un environnement propre et protégé, dans la mesure du possible, de toute perturbation externe. C'est le rôle du système d'enceintes à vide.

Les premières idées sur la conception de notre système d'enceintes à vide pointaient vers un système qui serait composé principalement de trois parties : une première enceinte pour le 2DMOT qui servirait comme source d'atomes froids, une deuxième enceinte vers laquelle les atomes seraient poussés pour y être refroidis dans un 3DMOT, et une troisième enceinte, dite "de science", vers laquelle les atomes seraient transportés depuis la deuxième, avec le but d'y réaliser les expériences. En effet, un des objectifs scientifiques de notre projet vise à développer un système d'imagerie à super-résolution. Au début, la façon comment nous allions procéder pour cela n'était pas tout à fait concrétisée, et à l'époque il nous a semblé pertinent d'utiliser une enceinte séparée, dans laquelle nous pourrions rapprocher le plus possible les hublots aux atomes. De cette manière, nous aurions pu augmenter l'ouverture numérique de l'objectif du système d'imagerie. Cependant, dans la version actuelle de notre montage, nous avons abandonné l'idée d'utiliser cette troisième enceinte. La motivation originale pour réaliser les expériences dans une enceinte séparée est devenue obsolète, lorsque nous avons décidé de réaliser les réseaux optiques en champ proche, puisque le système d'imagerie nécessaire pour résoudre des aussi courtes distances, comme il avait été conçu originalement, serait limité par la diffraction dans tous les cas.

Dans sa configuration actuelle, le système d'enceintes à vide est donc uniquement composé d'une enceinte pour le 2DMOT et une autre pour le 3DMOT. Il est décrit dans les paragraphes suivants.

2.3.1 Enceinte pour 2DMOT

La première étape pour obtenir un nuage d'atomes très froids est le refroidissement dans un piège magnéto-optique à trois dimensions (3DMOT), où la température des atomes est réduite jusqu'à 100 μK environ. La source d'atomes pour le 3DMOT peut être produite de différentes façons. Un moyen commun est de générer un jet d'atomes chaud prove-

nant d'un four. Les atomes sont ensuite sélectionnés en vitesse et ralentis avec un ralentisseur Zeeman PHILLIPS [1998]. Un faisceau laser résonant (ou proche de résonance) est envoyé dans la direction opposée au jet d'atomes, ce qui les ralentit du fait que les atomes absorbent les photons provenant tous de la même direction et qu'ils les réémettent spontanément dans une direction aléatoire. Le ralentisseur Zeeman en soit peut être construit en utilisant une bobine avec un diamètre qui varie sur tout le long de son axe. Ceci assure que le faisceau laser soit toujours résonant en compensant le déplacement Doppler, qui varie au fur et à mesure que la vitesse des atomes diminue. Le jet d'atomes ainsi produit est très ralenti dans ses directions transverses, et il est capable de charger le 3DMOT en environ 1 seconde. Un des points négatifs de cette technique est que le ralentisseur Zeeman doit être suffisamment long pour charger le 3DMOT de façon efficace, impliquant l'utilisation de grands espaces pour son installation. De plus, une fois installé, il peut rarement être enlevé, ce qui empêche la modularité de l'expérience.

Une autre option est de charger le 3DMOT directement à partir de la pression de vapeur ambiante du rubidium, en utilisant un dispenseur dans l'enceinte à vide. Cette méthode est expérimentalement plus simple puisque qu'il n'y a pas besoin de concevoir et installer des modules additionnels à l'enceinte à vide, et elle requiert beaucoup moins de puissance laser. Cependant, le nombre final d'atomes dans le 3DMOT est typiquement plus bas qu'avec un ralentisseur Zeeman et le temps de chargement est lent (dans l'ordre de 10 secondes). En plus, puisque la pression du vapeur de rubidium doit être suffisamment élevée pour permettre de charger efficacement le 3DMOT, le vide dans l'enceinte n'est généralement pas suffisamment bon pour permettre un refroidissement par évaporation avec un nombre raisonnablement petit de collisions avec le gaz résiduel.

Dans notre expérience, nous avons décidé d'utiliser un piège magnéto-optique à 2 dimensions (2DMOT) comme source d'atomes froids pour le 3DMOT DIECKMANN et collab. [1998], SCHOSER et collab. [2002]. Dans cette technique, une première enceinte à vide contient la source d'atomes de rubidium, où ils sont piégés et refroidis par un piège magnéto-optique uniquement dans deux directions de l'espace. Pour augmenter le volume de piégeage, et donc le nombre d'atomes refroidis, les faisceaux laser ont en général un rapport d'aspect plus grand que dans un 3DMOT traditionnel. Un tube de petit diamètre relie les enceintes du 2DMOT et du 3DMOT, permettant aux atomes d'être transférés d'une à l'autre, tout en gardant l'isolement des deux enceintes par le vide différentiel créé. Ceci permet aussi de sélectionner les atomes ayant la plus petite température transverse, puisque les atomes chauds impacteront sur le tube si il est suffisamment long. Pour maximiser le flux d'atomes vers le 3DMOT, un faisceau laser vient pousser les atomes sur cet axe.

Le principal avantage de cette technique est qu'elle permet de produire un jet d'atomes collimatés très lent, dont le flux est comparable au flux d'un jet qui passe à travers un ralentisseur Zeeman, qui charge le 3DMOT très rapidement (10^8 atomes en 50 ms). Par contre, comparé au chargement depuis le gaz ambiant, il faut plus de puissance optique pour le refroidissement. À la différence des faisceaux refroidisseurs pour le 3DMOT, la puissance optique dans un 2DMOT n'est pas limitée par les effets de diffusion multiple des photons puisque les atomes finissent par quitter l'enceinte.

Dispositif

Le système 2DMOT utilisé dans l'expérience est un modèle développé et commercialisé au SYRTE pour les expériences à atomes froids. L'enceinte à vide est une pièce en titane composée de deux zones distinctes : une zone pour le refroidissement des atomes, ayant tous les accès optiques nécessaires et où la pression est de l'ordre de 10^{-7} mbar ; et

une zone pour la sortie du jet d'atomes, qui sert aussi à connecter le 2DMOT avec l'enceinte principale. Les deux zones sont séparées par un trou de pompage différentiel de 1.5 mm de diamètre, ce qui garantit une très faible pression de vapeur (10^{-9} mbar à la sortie du jet).

La source de rubidium se trouve dans une ampoule en verre recouverte d'une fine lame de titane, qui est reliée à l'enceinte à vide par l'intermédiaire d'une vanne CF16. Quand l'ampoule est cassée, le gaz de rubidium est libéré, le flux vers l'enceinte à vide peut alors être contrôlé avec cette vanne.

Quatre fenêtres allongées sur l'axe horizontal fournissent l'accès optique pour les faisceaux refroidisseurs. Ces derniers sont issus de deux collimateurs elliptiques, qui sont ensuite divisés en trois par des séries de lames demi-onde et de cubes polariseurs, puis rétro-réfléchis avec des miroirs installés au côté opposé de l'enceinte à vide. Des lames quart d'onde sont collées sur les miroirs de rétro-réflexion, permettant d'ajuster la polarisation des faisceaux.

Quatre bobines rectangulaires montées en configuration anti-Helmholtz produisent le gradient de champ magnétique nécessaire pour tenir les atomes piégés sur l'axe horizontal de l'enceinte à vide. La position du zéro du champ magnétique peut être ajustée pour correspondre à l'axe du tube reliant 2DMOT et 3DMOT en changeant le courant dans chaque bobine, à l'aide de résistances variables indépendantes.

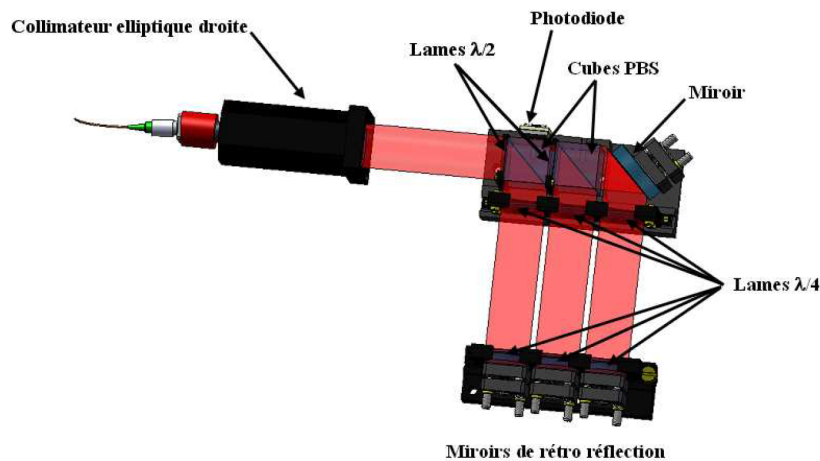


FIGURE 2.16 – Division en trois d'un des deux faisceaux refroidisseurs du 2DMOT. Les lames demie onde et quart d'onde, ainsi que les montures des miroirs sont accessibles à l'utilisateur pour l'optimisation de l'alignement et la répartition de puissance optique. L'image a été reprise du manuel d'utilisateur.

Les réglages et l'optimisation des différents paramètres intervenant dans le 2DMOT sont rapportés à la fin de ce chapitre.

Performances

Suite aux réglages d'optimisation de la puissance et du champ magnétique, notre 2DMOT est capable de charger 1.2×10^9 atomes en 2 secondes dans le 3DMOT.

2.3.2 Enceinte principale

L'enceinte principale de notre expérience a été conçue pour faire de l'ultra-vide à son intérieur. C'est dans son sein que les atomes sont refroidis dans un piège magnéto-

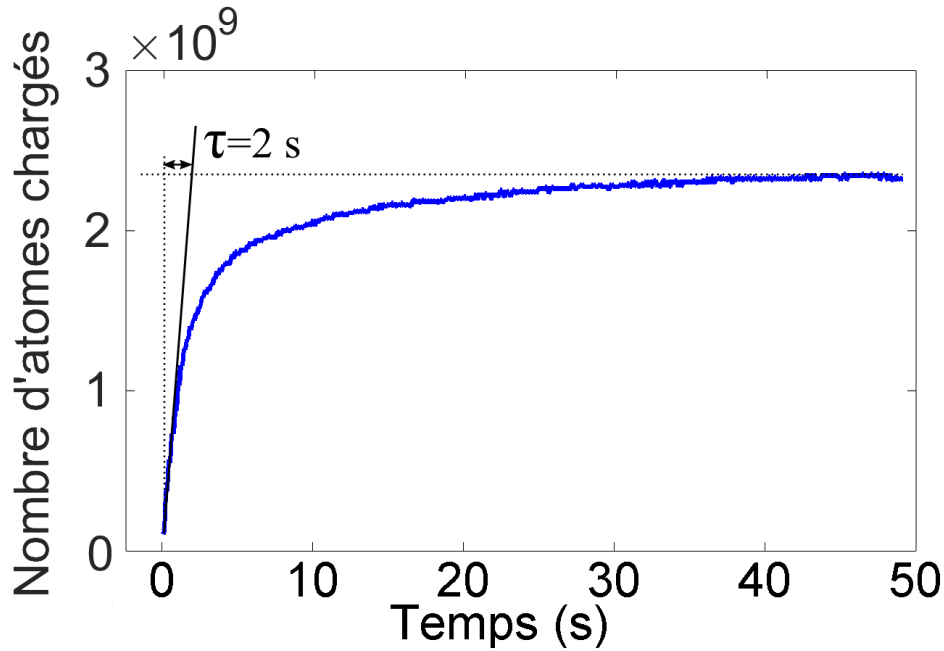


FIGURE 2.17 – Temps de chargement du 3DMOT. Le nombre d'atomes est calculé à partir du signal de fluorescence, qui est détecté par une photodiode.

optique à 3D, ainsi que par évaporation hybride. C'est également l'endroit où les expériences avec les réseaux optiques auront lieu.

L'enceinte est un modèle commercial de la société Kimball, faite en une seule pièce d'acier inox 316L. Elle est cylindrique avec un diamètre de 180 mm et une hauteur de 76.6 mm. Elle comporte 8 raccords CF40 latéraux et 2 raccords CF100 verticaux. Six raccords hublots CF40, en plus des deux CF100, sont utilisées comme accès optique. Les deux restants sont utilisés pour raccorder l'enceinte au reste du système à vide. D'un côté, l'enceinte est raccordée à un soufflet de longueur variable qui permet d'ajuster l'angle d'inclinaison du 2DMOT par rapport à l'axe du reste du système. Le soufflet est à la fois raccordé à un cube de 100 mm de côté auquel est connectée une pompe getter/ionique de 200 l/s. Le cube est enfin connecté à une vanne qui sert de lien avec le 2DMOT. Du côté opposé de l'enceinte, elle est raccordée à un tube conique CF40-CF63, qui sert de lien entre l'enceinte et un tube en T auquel sont connectées une pompe ionique/getter de 100 l/s et une vanne, servant de lien avec la pompe turbo-moléculaire utilisée pour faire le pré-vide. Il est possible de cette manière d'avoir une surface de pompage plus importante proche de l'enceinte, et donc d'améliorer la qualité du vide.

Les hublots installés ont été fabriqués par MDC Caburn. Ils n'ont pas été traités antireflet car l'idée originale était d'utiliser des hublots verticaux rentrants, et ainsi de diminuer la distance de travail pour l'objectif du système d'imagerie. Cependant, au moment de l'assemblage du système à vide, il n'était pas encore décidé si l'enceinte à vide principale serait celle où nous réaliserions les expériences. Nous avons donc installé des hublots plats sans revêtement antireflet particulier.

Pour faire le vide dans le système, nous avons commencé par utiliser une pompe turbo-moléculaire, et en même temps nous avons réalisé un étuvage de l'enceinte jusqu'à 200°C (120°C proche des fenêtres) pendant 2 semaines pour la nettoyer. À la fin de cette étape, nous avons activé les pompes ioniques/getter, obtenant ainsi une pression à l'intérieur de l'enceinte de 10^{-10} mbar, mesurée avec le capteur des pompes ioniques (la pression était probablement en dessous de 10^{-10} mbar, mais cette valeur était la limite

délectable par les capteurs).

La figure 2.18 montre le système d'enceintes à vide assemblé.

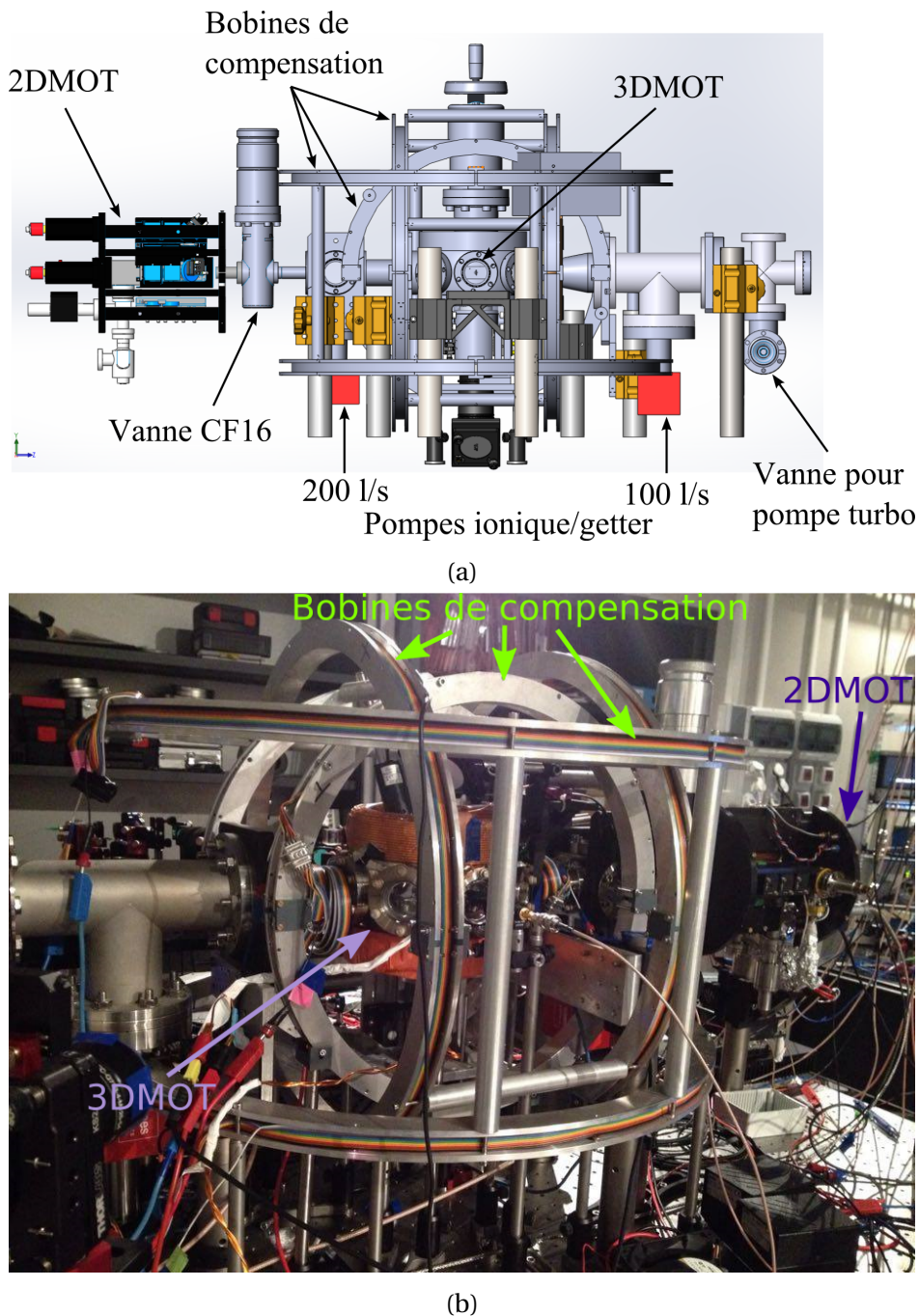


FIGURE 2.18 – Diagramme du système des enceintes à vide de l'expérience (figure 2.18a), et photographie du système dans son état actuel (figure 2.18b).

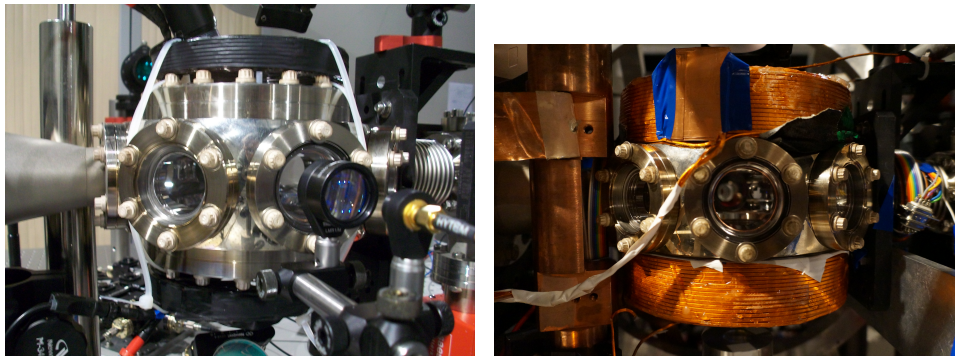
Bobines et champ magnétique

Dans un premier temps, nous avons utilisées une paire de bobines provisoires, pour la première réalisation du 3DMOT. Cette première paire de bobines avait été recyclée d'une expérience précédente, et avait été installée temporairement (figure 2.19a) en dehors de l'enceinte à vide. Séparées de 15 cm l'une de l'autre et installées en configuration anti-Helmholtz, avec un diamètre de 12 cm et 50 tours de fil de cuivre, elles ont produit un

gradient de champ magnétique de 7.4 Gauss/cm en leur injectant 10 A, ce qui nous a permis de réaliser le 3DMOT pour la première fois.

Postérieurement, nous avons installé une deuxième paire de bobines (figure 2.19b) pour remplacer la première, avec le but de produire le gradient de champ magnétique plus efficacement, tant pour le 3DMOT comme pour le piège magnétique. En étant plus grandes, elles arrivent à générer un gradient de champ magnétique de 2.32 Gauss/cm/A en configuration anti-Helmhotz. Pour le 3DMOT, elles sont typiquement utilisées avec 5 A.

Pendant l'étape des mélasses optiques, le champ magnétique du MOT est éteint, et les atomes sont piégés pendant quelques milisecondes par les faisceaux laser uniquement. Durant cette étape, le nuage atomique devient très sensible aux perturbations externes, comme les champs magnétiques parasites. Pour minimiser ces perturbations (champ terrestre et champ produit par les instruments électroniques), nous avons installé des bobines de compensation. Elles se comptent au nombre de 6, une paire pour chaque axe spatial, qui annule le champ parasite sur chaque axe. Elles ont un diamètre de 600 mm pour l'axe vertical (z), 480 mm dans l'axe du système à vide (x), et 400 mm dans l'axe perpendiculaire à l'axe de l'enceinte (y). Elles ont été toutes enroulées avec 100 tours de fil de cuivre sur des racks indépendants au reste de l'enceinte. Montées en configuration Helmholtz, elles produisent 2.7 Gauss/A dans l'axe z , 3.7 Gauss/A dans l'axe x et 4.5 Gauss/A dans l'axe y .



(a) Bobines utilisées pour réaliser le 3DMOT pour la première fois. (b) Bobines actuellement utilisées dans l'expérience.

FIGURE 2.19 – Les deux paires de bobines pour le 3DMOT qui ont été utilisées dans l'expérience.

Splitteur 2 vers 6

Afin de générer les six faisceaux nécessaires pour le 3DMOT, nous utilisons un splitter commercial 2 vers 6, développé par Schäfter und Kirchhoff. L'avantage de ce dispositif est qu'il s'agit d'un système compact, stable et transportable, le tout mesurant 30 cm \times 30 cm, dont les 2 entrées et 6 sorties sont entièrement fibrées, et dont les composants optiques ont été traités pour les deux longueurs d'onde de refroidissement que nous allons utiliser, le 780 nm pour le rubidium 87 et le 767 nm pour le potassium 40. Les composants optiques du splitter sont protégés par une armature, prévenant l'entrée de poussière et d'éventuels désalignements par inadvertance. Les faisceaux injectés par les deux entrées sont combinés et divisés en six parties à l'intérieur du splitter en espace libre, où il est possible d'ajuster la distribution de la puissance dans chacune des sorties, en utilisant des lames demie-ondes qui sont accessibles manuellement depuis l'extérieur de l'armature. Une des entrées est utilisée pour le refroidisseur et l'autre pour le repompeur. Chacune

des six sorties contient donc les faisceaux refroidisseurs et repompeurs mixés. Le système est montré dans l'image 2.20.

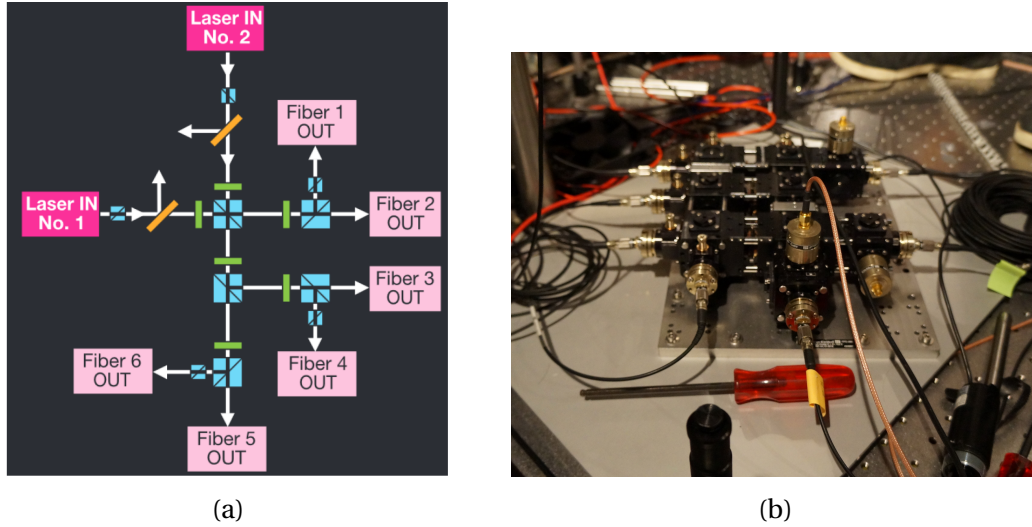


FIGURE 2.20 – Diagramme fonctionnel du splitteur 2 vers 6 de Schäfter & Kirchhoff (2.20a) et son implémentation dans l'expérience (2.20b). L'image du diagramme a été reprise du manuel d'utilisateur.

2.4 Système de contrôle

Le refroidissement et le contrôle d'une expérience d'atomes froids requiert l'exécution successive d'actions sur les différentes parties de l'expérience, dans un ordre et avec un timing spécifique, ce dernier pouvant nécessiter de hautes précisions. Par exemple, pour charger le 3DMOT nous avons besoin, entre autres, d'allumer ses faisceaux laser pendant la durée du chargement, ce qui peut prendre plusieurs secondes. Dans ce cas, une incertitude de quelques centaines de millisecondes sur la durée d'allumage du laser n'est pas très critique. Par contre, pour détecter les atomes dans le MOT, ils sont en général illuminés avec un pulse de lumière laser pendant une courte durée, typiquement quelques centaines de microsecondes. Simultanément, l'acquisition d'images par la caméra CCD est déclenchée. Si ces deux actions ne sont pas parfaitement synchronisées, ou si la durée du pulse est trop courte ou trop longue, l'enregistrement des images risque de ne pas se faire correctement, et donc d'obtenir des mesures aberrantes sur l'état du nuage d'atomes. Dans ce cas-ci, la précision avec laquelle ces actions sont exécutées doit être de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes.

Tout comme l'allumage/extinction du faisceau d'imagerie et le déclenchement de la caméra, il y a d'autres actions qui doivent être exécutées avec une certaine précision. En considérant ces arguments, il est évident qu'il nous faut un système de contrôle capable d'exécuter les différentes actions dans l'ordre établi et avec la précision requise, en vue de la reproductibilité de l'expérience. C'est ce qu'on appelle un séquenceur.

La séquence temporelle que nous avons mise en place pour le refroidissement et la détection des atomes sera détaillée dans la dernière section de ce chapitre. Nous allons pour la suite donner les détails techniques du système de contrôle que nous utilisons dans notre expérience.

2.4.1 Séquenceur

Le séquenceur que nous avons choisi pour contrôler notre expérience est une solution de National Instruments (NI). Il s'agit de deux cartes analogiques PXI-6733 et une carte digitale PXIe-6536, le tout monté dans un châssis PXIe-1078.

Cartes analogiques PXI-6733

Les cartes PXI-6733 comptent 8 voies de sorties analogiques avec des fréquences d'échantillonnage de 1 Méch./s par voie, une résolution de 16 bits et un déclenchement numérique. Elles sont connectées à des boîtiers NI BNC-2110 pour des connexions d'entrée/sortie et de cadencement. En tout, nous disposons donc de 16 sorties analogiques.

Carte digitale PXIe-6536

La carte PXIe-6536 est un module d'entrée/sortie numériques à haute vitesse, capable d'un transfert de données en continu jusqu'à 100 Mo/s sur le bus PXI Express.

Elle fournit des fréquences d'horloge jusqu'à 25 Hz à partir de sources internes ou externes, des niveaux de tension sélectionnables de 2,5 et 3,3 V (compatibles 5 V) et un contrôle de direction par voie de 32 lignes numériques. Elle est connectée à un connecteur NI CB-68LPR à 68 borniers à vis, pour une connexion simple des câbles transportant les signaux.

Châssis PXIe-1078

Les 3 cartes sont assemblées dans un châssis NI PXIe-1078 rackable, qui dispose de 9 emplacements PXI Express, supportant aussi des modules hybrides PXI standard. Le châssis offre un cadencement et une synchronisation intégrés incluant des horloges de référence 10 MHz et 100 MHz, ainsi qu'un bus de déclenchement PXI.

La modularité de ce système nous permettra d'ajouter des cartes analogiques ou digitales supplémentaires, dans le cas où nous en aurions besoin.

2.4.2 Logiciel de contrôle

Nous venons de décrire le séquenceur qui génère les signaux de contrôle pour l'expérience. Mais l'édition de la séquence de commandes qui est exécutée par le séquenceur, ainsi que les attributs des signaux de contrôle tels que leur forme, amplitude, fréquence, etc., doit être fait à part dans un software qui fasse interface entre l'utilisateur et le séquenceur. Nous avons choisi Cicero Word Generator comme software pour l'édition des signaux de contrôle digitaux et analogiques.

Cicero est un logiciel d'édition de séquences de contrôle, développé par le MIT Center for Ultracold Atoms CUA. Il a été conçu en considérant la complexité des séquences d'actions commandés par ordinateur, qui doivent être précisément chronométrés dans les expériences de physique atomique KESHET et KETTERLE [2013]. Il permet la conception d'une séquence de commandes qui sera exécutée par un nombre fixé de cartes de sortie analogique et digitale NI. L'interface d'utilisateur graphique est intuitive, et permet d'établir les valeurs des signaux de sortie analogiques et digitaux à des intervalles de temps discrets de durée réglable. Il a été conçu pour piloter principalement du hardware d'entrée/sortie NI, mais il devrait être compatible avec n'importe quel hardware utilisant la librairie des pilotes NIDaQmx.

Il fonctionne sous une architecture de client-serveur : l'interface d'utilisateur (client, appelé Cicero), où les séquences sont éditées, communique avec le logiciel d'arrière-plan (serveur, appelé Atticus), qui traduit les séquences à des mémoires tampons de sortie et les transmet au hardware (cartes NI) pour leur génération. La communication client-serveur se fait via .NET Remoting (une librairie de programmes permettant le partage de données à des applications tournant sur des ordinateurs différents). Grâce à cette caractéristique, et pour une question de pratique, nous avons installé Cicero sur l'ordinateur principal de l'expérience et Atticus sur le séquenceur, qui est placé dans un rack proche des tables optiques.

Parmi les caractéristiques de Cicero que nous avons le plus utilisées, se trouvent les suivantes :

- N'importe quel paramètre utilisé dans la séquence (durée du pas du temps, amplitude des signaux, etc) peut être tapé directement ou être associé à une variable. Ces variables peuvent être définies avec des valeurs numériques précises ou en les associant à d'autres variables avec des équations. Elles peuvent aussi être associées à des listes prédéfinies de valeurs, pouvant être balayées en tournant les séquences en boucles.
- Les séquences peuvent être tournées une unique fois, en boucles ou en balayant une ou plusieurs itérations des listes de valeurs des variables en parallèle ou en série. Ceci est spécialement très utile lorsqu'il s'agit de trouver les valeurs optimales pour certains paramètres expérimentaux.
- La résolution temporelle peut être définie indépendamment pour les différentes sections de la séquence, économisant ainsi de la mémoire tampon lors des séquences à longue durée. Par exemple, pendant l'étape de chargement du MOT, qui est de quelques secondes, la résolution temporelle est de 500 ms, alors que pour l'étape de détection des atomes avec la caméra CCD, d'une durée de quelques dizaines de μ s, la résolution temporelle est définie à 5 μ s.

Lors de l'implémentation et l'intégration de Cicero dans notre expérience, il n'était pas possible de générer un registre de sortie utilisable, contenant les valeurs des différentes variables de la séquence. Comme nous voulions centraliser le contrôle de l'expérience sur Cicero, ceci a été problématique car il n'était pas possible de le faire communiquer avec le système DDS, qui a un protocole de communication à distance par Ethernet, différent de celui de Cicero. Finalement, nous avons résolu ce problème en éditant le code source de Cicero, pour inclure la possibilité de générer un fichier de registre contenant les variables et leurs valeurs associées, à chaque fois qu'une séquence était envoyée au séquenceur. En incluant les valeurs des fréquences dans la liste de variables de Cicero, et en lisant le fichier de registre créé au début de la séquence, un code Matlab a été écrit pour charger les valeurs des fréquences dans le système DDS.

2.5 Détection

La détection est une des étapes clés dans une expérience d'atomes froids. En effet, après avoir produit et manipulé des gaz d'atomes froids, il est nécessaire de le caractériser quantitativement.

Un nuage d'atomes froids dans un MOT est composé de très peu d'atomes, typiquement quelques milliards, et se trouve à de très basses températures. Pour le sonder, nous

leur envoyons de la lumière à des fréquences très précises, qu'ils vont absorber et réémettre. Cette absorption/émission de lumière peut être utilisée pour détecter leur présence, mesurer leur température et prendre des images de leur distribution spatiale. Tout ce que nous connaissons sur les systèmes d'atomes froids provient essentiellement de l'analyse de la lumière qu'ils absorbent et qu'ils réémettent.

Trois mécanismes peuvent être utilisés lors de la diffusion de la lumière par les atomes : l'absorption spontanée de photons, la réémission de photons et le changement de phase de la lumière qui traverse le nuage d'atomes. Ces trois mécanismes mènent à des techniques de détection différentes, respectivement l'imagerie par absorption, l'imagerie par fluorescence et l'imagerie à contraste de phase. Dans l'imagerie par absorption, la lumière laser est absorbée par les atomes, et l'ombre projetée est enregistrée dans une caméra CCD. L'imagerie par fluorescence consiste à enregistrer la lumière qui a été réémise par les atomes suite à l'absorption. Dans l'imagerie à contraste de phase, c'est le changement de phase, subie par la lumière qui a traversé le nuage, qui est analysé.

L'imagerie par absorption et l'imagerie par fluorescence sont des techniques destructives, dans le sens où l'état du nuage est altéré par la lumière envoyée, du fait qu'il reçoit des impulsions des photons absorbés. L'imagerie à contraste de phase au contraire n'est pas destructive, puisque la lumière envoyée aux atomes est désaccordée, diminuant ainsi le taux d'absorption de photons. Ces techniques sont plus ou moins adaptées à certaines situations. L'imagerie par absorption est de loin la plus utilisée pour sonder un MOT, puisqu'elle permet d'accéder aux propriétés atomiques avec peu d'incertitudes. Dans les expériences utilisant des condensats de Bose-Einstein, il est souvent nécessaire d'étudier la dynamique du BEC sans avoir à le détruire. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser des techniques de détection in-situ, comme l'imagerie à contraste de phase [ANDERSON et collab. \[2001\]](#). Dans les expériences de réseaux optiques, il est souvent nécessaire de détecter des atomes individuels, ce qui nécessite en général d'un nombre de photons diffusés relativement faible. Dans ce cas, l'imagerie par fluorescence est la plus adaptée [SHERSON et collab. \[2010\]](#), [KARSKI et collab. \[2009\]](#), [SCHEUNEMANN et collab. \[2000\]](#).

Pour la détection et la caractérisation du MOT que nous avons réalisé, nous avons utilisé de l'imagerie par absorption. La détection des atomes piégés dans les réseaux optiques que nous allons générer, sera traitée dans le troisième chapitre de ce manuscrit.

2.5.1 Imagerie par absorption

L'imagerie par absorption est la technique de détection la plus répandue dans les expériences d'atomes froids, puisqu'elle produit un grand rapport signal à bruit en utilisant un set-up expérimental relativement simple. Avec cette technique, il est possible de mesurer le nombre d'atomes, la température et la densité du nuage atomique.

Principe

Considérons un faisceau laser se propageant dans la direction z . Il est envoyé aux atomes en résonance avec une des transitions électroniques internes. Les atomes vont donc absorber les photons résonants, ce qui fait que la lumière qui traverse le nuage aura une intensité plus faible que la lumière incidente. Sur le même axe et de l'autre côté du nuage, un système optique capte la lumière transmise et produit une image dans laquelle il est possible d'observer un spot de plus faible intensité, correspondant à la lumière manquante qui a été absorbée par les atomes.

Analyse d'images

La quantité de lumière absorbée par le nuage atomique est définie comme l'*épaisseur optique* (OD pour *optical density*), et l'effet correspondant dans l'intensité du laser est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 e^{-OD} \quad (2.7)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau incident et I est l'intensité du faisceau transmis. Pour des intensités inférieures à la saturation de la transition atomique, l'équation 2.7 peut se réécrire en termes de la densité atomique colonne $n(x,y)$

$$I = I_0 e^{-n(x,y)\sigma} \quad (2.8)$$

où σ est la section efficace d'absorption

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{\Delta^2}{\Gamma^2/4} + \frac{I_0}{I_{sat}}} \quad (2.9)$$

Δ étant le désaccord entre la lumière laser et la transition atomique, que nous avons déjà rencontré dans le chapitre précédent, et σ_0 est la section efficace d'absorption à résonance

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}} \quad (2.10)$$

Ici, ω est la fréquence du laser, Γ est le taux de décroissance naturelle de l'état excité et I_{sat} l'intensité de saturation de la transition.

En égalant les équations 2.7 et 2.8, nous obtenons

$$OD(x, y) = n(x, y)\sigma \quad (2.11)$$

Expérimentalement, l'OD est mesurée en prenant une image contenant les atomes, après quoi deux images additionnelles sont prises pour des raisons de normalisation. Une des images de normalisation, $I_{lumière}$, est prise avec seulement la lumière du laser sonde sans les atomes. L'autre image de normalisation, I_{noir} , est prise sans lumière du laser sonde et sans atomes. Cette image permet d'obtenir de l'information sur le bruit de courant noir de la caméra, ainsi que sur n'importe quelle lumière parasite présente. L'OD mesurée (OD_{exp}) est donnée par

$$OD_{exp} = \ln \left[\frac{I_{lumière} - I_{noir}}{I_{atomes} - I_{noir}} \right] \quad (2.12)$$

Pour minimiser les corrections dues à la saturation de l'OD, l'intensité du faisceau sonde a été calibrée telle que $I < I_{sat}/10$, où $I_{sat} = 2.5 \text{ mW/cm}^2$ pour une polarisation π dans la transition cyclante.

2.5.2 Caractérisation du nuage atomique

Le nombre d'atomes N contenu dans le MOT peut être estimé directement en réarrangeant l'équation 2.12

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n(x, y) dx dy = \frac{1}{\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} OD_{exp} dx dy \quad (2.13)$$

Pour en déduire sa température, nous utilisons la technique de temps de vol. Cette technique consiste prendre des images à des temps différents de chute libre des atomes, et à mesurer la largeur de leur distribution spatiale.

En considérant que le MOT contient un nuage d'atomes sans interaction qui est décrit par les statistiques de Boltzmann, le nombre moyen d'atomes ayant une vitesse v est

$$\bar{n} = \frac{Nm v}{Z} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \quad (2.14)$$

où m est la masse d'un atome, v est la vitesse et T la température.

Au fur et à mesure que le nuage s'étend, sa taille dans les directions x et y augmente. Si nous considérons que le nuage a une taille initiale de zéro et qu'elle n'a pas de vitesse initiale, la vitesse à un temps t dans la direction x est

$$v = \frac{x}{t} \quad (2.15)$$

et l'équation 2.14 peut se réécrire

$$\bar{n} = \frac{Nm x^2}{Z t} e^{-\frac{m x^2}{2k_B T t^2}} dx \quad (2.16)$$

L'équation 2.16 a la forme d'une distribution Gaussienne, qui est décrite par la fonction

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \quad (2.17)$$

En égalisant les équations 2.16 et 2.17, il est possible de déduire la taille de la distribution à un moment donné t , ainsi que la température T ⁴

$$\sigma = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} t \quad (2.18)$$

Si le nuage a une taille initiale de σ_0 , alors l'évolution temporelle de la taille du nuage est la somme des carrés

$$\sigma(t)^2 = \sigma_0^2 + \sigma^2 \quad (2.19)$$

qui peut être réécrite comme

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (2.20)$$

Expérimentalement, il faut aussi considérer le grossissement du système de détection, ainsi que la taille des pixels de la caméra CCD. La taille du nuage est mesurée en nombre de pixels, et chaque pixel a une taille de d_p , ce qui donne, en multipliant par le nombre de pixels, la taille de l'objet produit par le système optique. Pour déduire la taille réelle du nuage, il faut finalement diviser par le grossissement M du système

$$\sigma_{réelle}(t) = \frac{d_p}{M} \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (2.21)$$

4. Le σ de l'équation 2.18 est la largeur de la distribution à mi-hauteur et ne doit pas être confondue avec la section efficace d'absorption de l'équation 2.9.

2.5.3 Système optique et caméra

Le système de détection que nous avons utilisé pour la caractérisation du MOT et des pièges magnétique et dipolaire, est composé d'un télescope formé par deux lentilles plan-convexes, de diamètre 2" avec une focale de 275 mm et 60 mm, et d'une caméra CCD Chameleon de Point Grey, ayant une résolution maximale de 1296×964 pixels, de 3.75 μm de côté chacun. Le diagramme du système de détection est représenté dans la figure 2.21

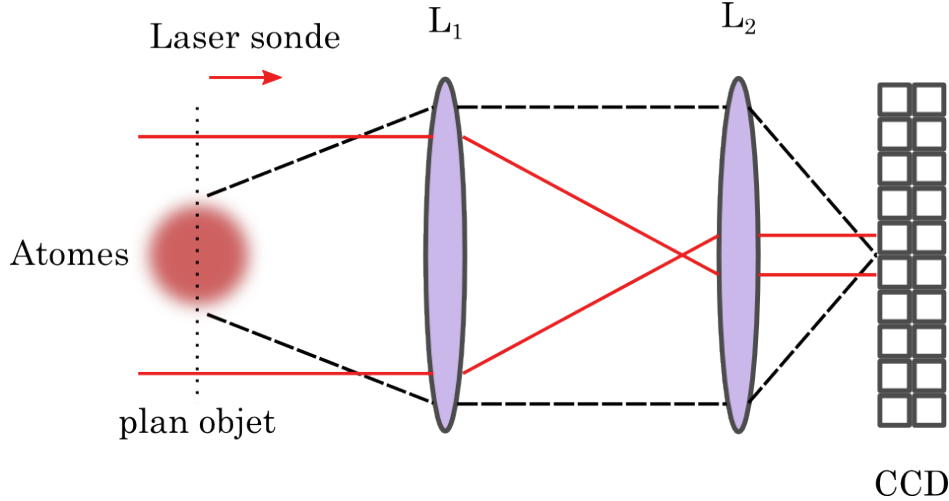


FIGURE 2.21 – Diagramme du système de détection. Le laser sonde passe à travers les atomes et est ensuite focalisé vers la caméra CCD par le jeu de lentilles L₁ de focale f₁=275 mm et L₂ de focale f₂=60 mm.

Pour la caractérisation du grossissement de ce système, nous avons dans un premier temps pris l'image de l'ombre d'une pièce de 10 centimes d'euro, illuminée avec le faisceau sonde collimaté. Ensuite, nous avons comparé sa taille en pixels avec sa taille réelle. En connaissant la taille de pixels, nous avons déduit le grossissement, qui a été estimé à M=0.17. Ceci nous a permis d'avoir une première estimation du grossissement.

Plus tard, lorsque le piège dipolaire a été implémenté, nous avons utilisé la chute libre des atomes pour caractériser ce grossissement. En prenant des images de la distribution spatiale des atomes à de temps de vol différents, nous avons mesuré la position du centre de cette distribution, ce qui nous a permis de déduire la valeur de la pesanteur, puisque le nuage se déplace suivant l'équation parabolique

$$z(t) = \frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0 \quad (2.22)$$

où $z(t)$ est la position du nuage à un instant t , z_0 sa position initial, v_0 sa vitesse initiale et g l'accélération de la pesanteur.

En considérant dans un premier temps que le grossissement est $M = 1$, et en accordant le jeu de données acquis avec l'équation 2.22, nous avons déduit la valeur de g , puis celle du grossissement nécessaire pour que $g = 9.8\text{m/s}^2$. En utilisant cette méthode le grossissement a été estimé à $M = 0.16$.

2.5.4 Séquence temporelle

Nous avons considéré deux critères au moment de définir la séquence temporelle de détection :

- Les pixels du capteur de notre caméra ont 16 bits, ce qui veut dire que le nombre total de valeurs possibles dans chaque pixel est $2^{16}=65536$. Plus un pixel reçoit de la lumière, plus sa valeur sera grande. Au-delà de la valeur maximale du pixel, il y a de la saturation. Pour éviter que le capteur soit saturé, nous avons optimisé la durée du faisceau sonde et du temps d'exposition de la caméra, pour que les valeurs maximales des pixels soient autour de 50000. Il faut aussi que le faisceau sonde soit entièrement capté par la caméra CCD, pour éviter de réduire le rapport signal à bruit des images. Pour ce faire, la durée du faisceau laser sonde doit être centrée dans la durée du temps d'exposition de la caméra CCD, et cette dernière doit être plus longue.
- Les caméras CCD sont en général lentes puisque la digitalisation des pixels contenant plusieurs bits d'information prend du temps. Quelques secondes entre les prises d'images sont suffisantes pour que le système de détection ait fluctué un peu. Il est donc nécessaire que la séquence d'images soit prise à des intervalles temporels le plus courtes possible.

La figure 2.22 montre la séquence temporelle de détection implémentée pour l'expérience.

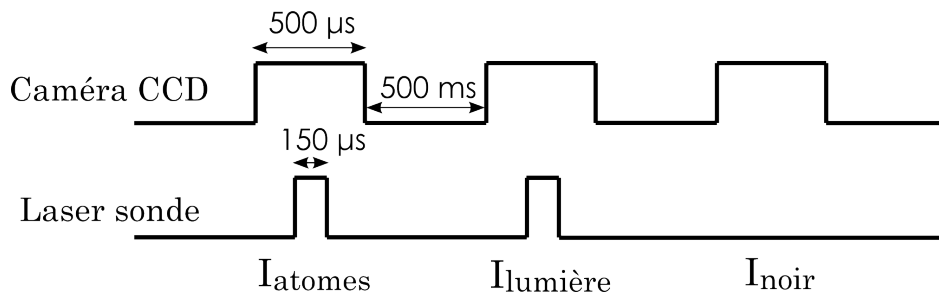


FIGURE 2.22 – Séquence temporelle de détection. Trois images sont prises, la première avec les atomes, la deuxième sans atomes et la troisième sans atomes ni lumière. La durée des pulses de lumière a été fixée à 150 μ s, centrée sur la durée d'exposition du capteur de la caméra CCD, 500 μ s. Le temps écoulé entre deux prises d'images est limité par la vitesse de la caméra CCD et est de 500 ms.

Ce paragraphe conclue la description de la première version du montage expérimental, que nous avons construit pendant ces trois années. Pour la suite, nous allons présenter les différentes étapes de l'optimisation du refroidissement des atomes, ainsi que les résultats préliminaires que nous avons obtenus.

2.6 Optimisation du nuage d'atomes ultra froids

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les différentes étapes de refroidissement réalisées dans notre expérience. Pour chaque étape, les paramètres expérimentaux ont été optimisés en considérant les propriétés physiques du nuage atomique, tels que le nombre d'atomes, la température, la densité spatiale et la densité dans l'espace des phases.

Toutes les températures ont été mesurées par temps de vol. Le nombre d'atomes, la densité spatiale et la densité dans l'espace des phases ont été déduites à partir de l'ajustement de la distribution spatiale gaussienne du nuage atomique, selon les directions horizontale et verticale. L'ajustement selon la direction horizontale s'est avéré le plus fiable, c'est celui que nous allons donc prendre comme référence.

La première étape du refroidissement commence par l'optimisation du le MOT à 2D. Son but est de maximiser le taux de chargement d'atomes dans le MOT à 3D. Ensuite, nous optimisons la température et le nombre d'atomes qui sont piégés dans le MOT à 3D. Pour augmenter la densité spatiale du nuage, nous réalisons ensuite un MOT compressé, qui est suivi d'une mélasse optique pour refroidir suffisamment le nuage et ainsi le piéger efficacement dans le piège magnétique. Dans ce piège a lieu l'évaporation hybride, conjointement avec l'utilisation du piège dipolaire unidimensionnel. Cette évaporation est faite d'abord dans la partie magnétique par la troncation du piège avec un signal RF, puis dans la partie dipolaire avec la relaxation de ce dernier.

La séquence expérimentale pour le refroidissement Doppler et sub-Doppler, ainsi que les valeurs des paramètres obtenues après leur optimisation, sont montrées dans la figure 2.24. Les détails sur l'optimisation sont donnés dans les paragraphes suivants.

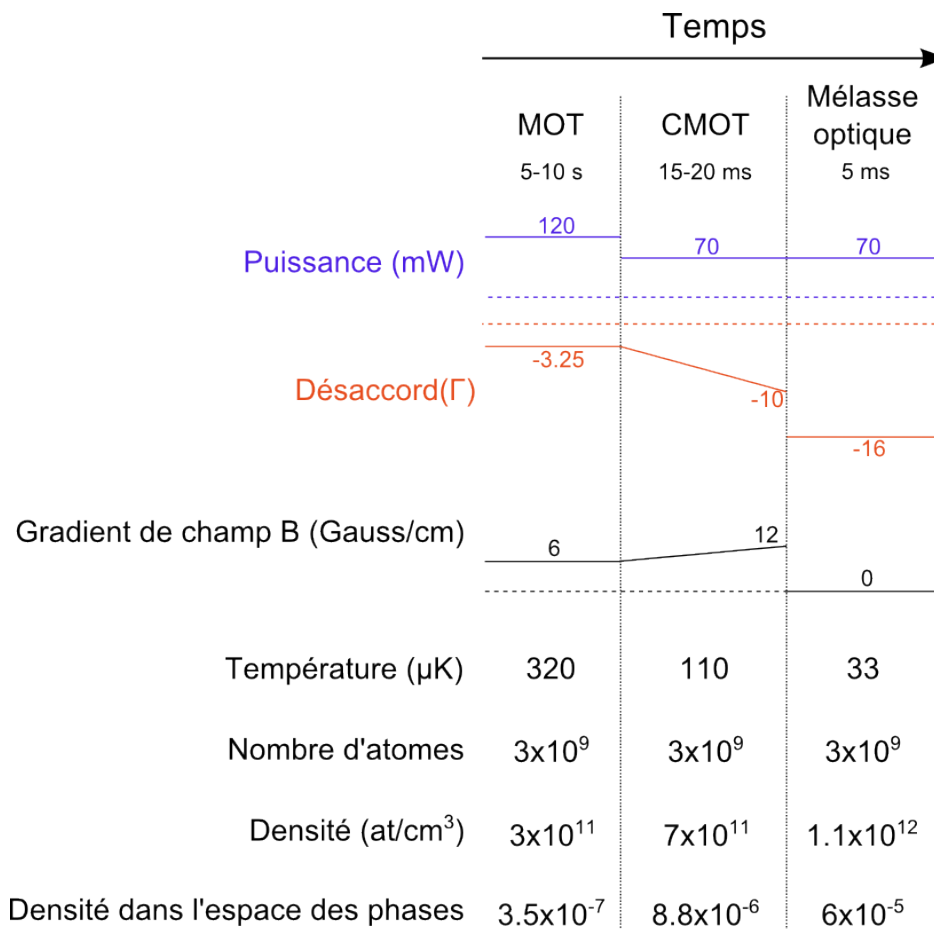


FIGURE 2.23 – Séquence expérimentale du refroidissement.

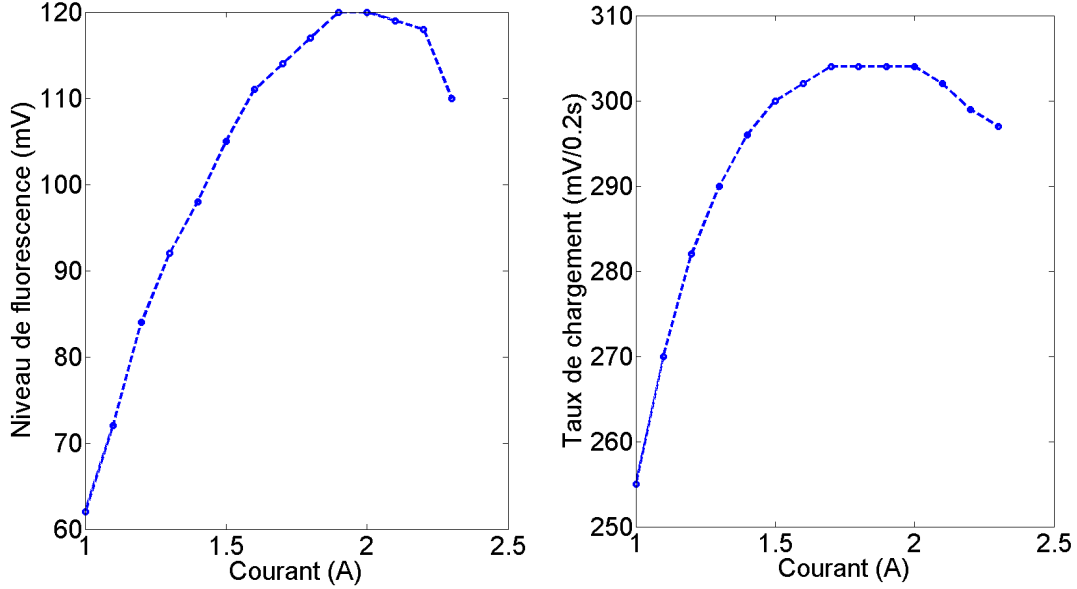
2.6.1 Piège magnéto-optique à 2D

Le piège magnéto-optique à 2D est notre source d'atomes froids, sa fonction principale est donc de charger efficacement le MOT à 3D. Pour cela, nous avons optimisé le taux auquel les atomes sont chargés dans MOT à 3D, ainsi que le nombre final d'atomes qui y sont piégés.

En regardant le signal de fluorescence du MOT à 3D avec une photodiode, nous avons optimisé la pente de chargement du MOT à 3D, en jouant sur l'alignement des faisceaux refroidisseurs du MOT à 2D, ainsi que sur leur polarisation.

Nous avons aussi cherché l'optimum pour la valeur du désaccord des faisceaux refroidisseurs, que nous avons fixé à -2.5Γ .

Ensuite, le gradient du champ magnétique a été balayé sur une plage de valeurs du courant traversant les bobines, comme montré dans la figure 2.24.



(a) Niveau de fluorescence dans le MOT à 3D. (b) Taux de chargement dans le MOT à 3D.

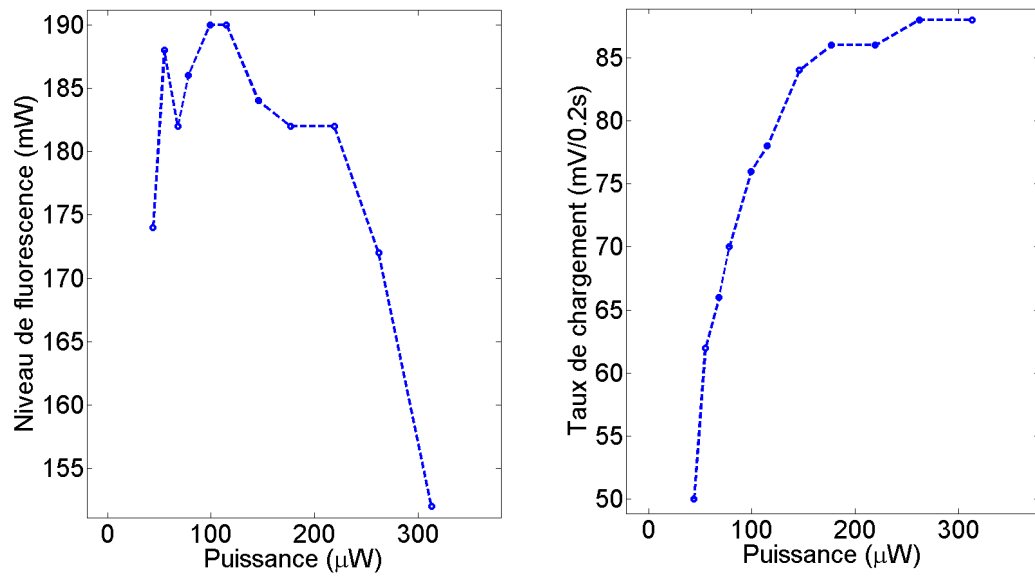
FIGURE 2.24 – Optimisation du courant dans les bobines du MOT à 2D. Le niveau de fluorescence et le taux de chargement du MOT à 3D augmentent jusqu'à une valeur de courant autour de 1.9 A, à partir de laquelle les deux diminuent. Ceci est expliqué car en modifiant le gradient du champ magnétique, la position du zéro du piège est déplacée. D'après ces courbes, pour une valeur de 1.9 A, le zéro du piège se trouve dans sa position la mieux alignée avec la direction du faisceau pousseur et avec le tuyau conduisant au MOT à 3D.

Finalement, nous avons optimisé l'alignement et l'intensité du faisceaux pousseur. Pour l'aligner, nous avons d'abord désaccordé les faisceaux du MOT pour réduire ses dimensions et les rendre comparables avec celle du faisceau pousseur. Ensuite, nous avons aligné le pousseur de sorte à éjecter les atomes du MOT. De cette manière, nous nous sommes assurés que le faisceau pousseur passe par le centre du MOT à 3D. Deuxièmement, nous avons rétabli le désaccord des faisceaux refroidisseurs, puis nous avons optimisé l'alignement du pousseur en cherchant à nouveau à maximiser la pente de chargement du MOT à 3D.

Puisque nous ne disposons pas d'AOM pour contrôler la puissance du faisceau pousseur, l'optimisation de ce paramètre a été faite en plaçant une densité optique des différentes valeurs, avant l'injection du faisceau dans la fibre optique. Les résultats sont montrés dans la figure 2.25

2.6.2 Piège magnéto-optique à 3D

L'optimisation des faisceaux refroidisseurs du MOT à 3D concerne surtout le désaccord de la lumière. Nous considérons que le désaccord est optimisé lors que le nombre d'atomes dans le MOT à 3D est maximal, et que leur température est minimale. Dans ce travail, nous exprimons le désaccord en unités de la largeur naturelle de l'état excité $\Gamma \simeq 6$



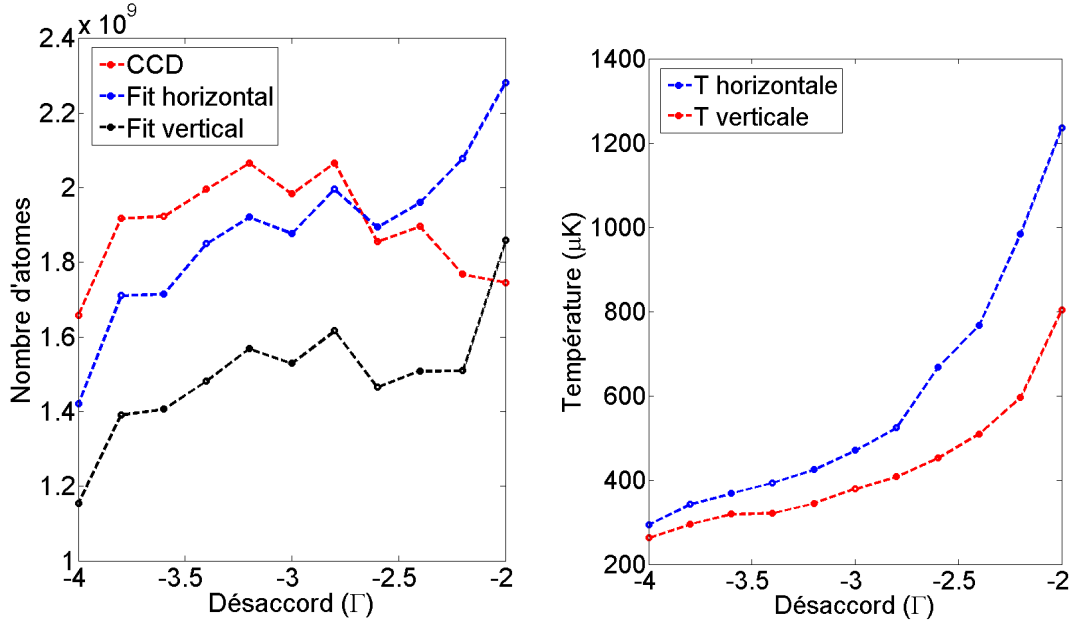
(a) Niveau de fluorescence dans le MOT à 3D. (b) Taux de chargement dans le MOT à 3D.

FIGURE 2.25 – Optimisation de la puissance du pousleur. Le taux de chargement semble arriver à saturation pour les valeurs de puissance les plus hautes, figure 2.25b, indiquant que le MOT à 3D se charge au début plus efficacement pour des hautes puissances du pousleur. Cependant, le niveau de fluorescence à la fin de la période de chargement (une dizaine de secondes) décroît avec la puissance, indiquant que plus le MOT est rempli d'atomes, plus les atomes sont susceptibles d'y être éjectés lorsque le pousleur a une puissance considérable, figure 2.25a. Finalement, la valeur que nous avons gardé est 150 μW .

MHz. Pour faire ces mesures, nous avons laissé le MOT à 3D se charger pendant 10 secondes, puis mesuré la température par temps de vol.

L'optimisation du champ magnétique concerne le courant qui passe dans les bobines du MOT. La valeur optimale est atteinte, de la même manière que pour le désaccord, lorsque le nombre d'atomes est maximisé, ainsi que lorsque la température est minimisée. Après optimisation, en considérant les caractéristiques de nos bobines, nous obtenons un gradient de champ magnétique de $2.32 \text{ Gauss.cm}^{-1}$ pour chaque ampère.

La figure 2.26 montre les courbes de caractérisation du désaccord, alors que la figure 2.27 celles du champ magnétique du MOT.



(a) Nombre d'atomes. La courbe rouge représente la mesure faite par le nombre de coups reçu dans la caméra CCD. Les courbes bleues et noires représentent respectivement les fit horizontal et vertical, faits à partir de la distribution spatiale du nuage atomique.

(b) Température du nuage atomique mesurée par temps de vol dans la direction horizontale (courbe bleue) et verticale (courbe rouge).

FIGURE 2.26 – Optimisation du désaccord des faisceaux refroidisseurs du 3DMOT. La figure 2.26b montre une décroissance de la température inversement proportionnelle avec le désaccord, ce qui est en accord avec la théorie du refroidissement sub-Doppler. Nous pourrions être tentés d'utiliser des valeurs les plus basses possibles pour le désaccord, mais la figure 2.26a montre que le nombre d'atomes décroît dans ce cas. En faisant un compromis entre température et nombre d'atomes, la meilleure valeur est de $\Delta = -3.25 \Gamma$.

2.6.3 Piège magnéto-optique compressé

L'optimisation du MOT compressé concerne deux paramètres : le désaccord des faisceaux refroidisseurs et la rampe du gradient du champ magnétique et du désaccord. Ces deux paramètres ont été optimisés de façon à maximiser la densité spatiale du MOT. Pour réaliser ces mesures, nous sommes partis d'un MOT ayant été chargé pendant 10 secondes, avec un gradient du champ magnétique de 6 Gauss.cm^{-1} , et un désaccord des faisceaux refroidisseurs de -3.25Γ .

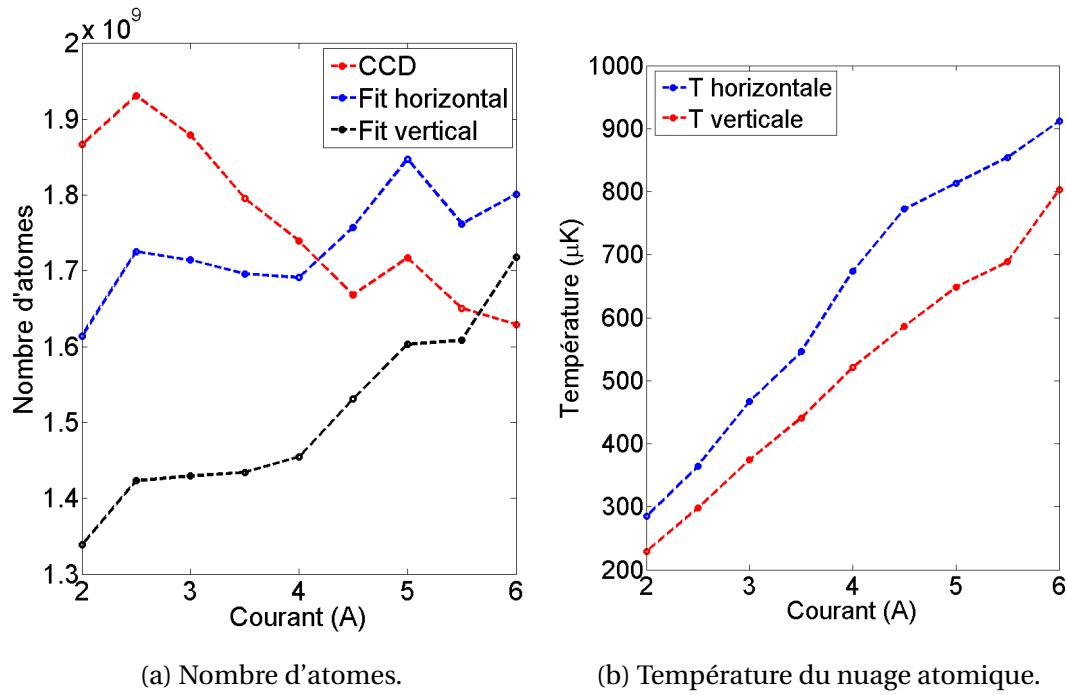


FIGURE 2.27 – Optimisation du courant dans les bobines du MOT à 3D. La figure 2.27a montre que le nombre d'atomes dans le MOT tend à augmenter lorsque le gradient du champ magnétique augmente (avec l'exception de la mesure faite avec le nombre des coups dans la caméra CCD), puisque le confinement est plus fort. Cependant, pour des grand gradients, la température augmente aussi de façon importante, voir la figure 2.27b. En effet, les grands gradients chauffent le nuage atomique puisque dans des plus petits volumes, les atomes ont plus de chance d'absorber la lumière réémise par d'autres atomes, et donc de recevoir des impulsions qui leur transfèrent de l'énergie. À nouveau, en faisant un compromis entre le nombre d'atomes et la température, la meilleure valeur est de 2.5 A, ce qui représente un gradient de champ magnétique de $\approx 6 \text{ Gauss.cm}^{-1}$

L'optimisation du désaccord à la fin de la rampe du champ magnétique est montrée dans la figure 2.28.

Deuxièmement, nous avons optimisé la valeur du gradient de champ magnétique à la fin de la rampe. Le résultat est montré dans la figure 2.29.

Dernièrement, nous nous sommes intéressés à la durée pendant laquelle le désaccord et le champ magnétique son rampés simultanément. Les caractéristiques du nuage ont été très peu sensibles aux valeurs de durée dans une plage allant de 10 à 80 ms, nous n'avons donc pas gardé une valeur en particulier.

2.6.4 Mélasses optiques

Le but des mélasses optiques est de diminuer la température du nuage atomique, au delà de ce qui est atteignable dans un MOT. Le principe du refroidissement est l'effet Sisyphes, que nous avons discuté dans le premier chapitre de ce manuscrit. En partant d'un MOT compressé, une mélasse optique est réalisable en éteignant le champ magnétique, de sorte à laisser les atomes confinés uniquement par la lumière. Le désaccord de cette dernière est augmenté par rapport à celui du MOT compressé.

La valeur finale du désaccord a été optimisé en considérant la maximisation de la densité et la minimisation de la température. Nous pouvons voir les résultats dans la figure 2.30.

Nous avons testé deux façons différentes de changer le désaccord depuis sa valeur initiale (qui est la même que celle du MOT compressé) jusqu'à sa valeur finale (la valeur optimisée). Premièrement, nous avons réalisé une rampe linéaire pendant la durée de l'étape de la mélasse optique. Deuxièmement, nous avons fait un saut de fréquence directement au début de la mélasse optique. Les caractéristiques de la mélasse n'ont pas été très sensibles à la durée en soi (nous les avons mesurées pour des durées de 1 à 30 ms). Par contre, nous avons observé des températures globalement plus basses en faisant le saut de fréquence.

2.6.5 Piège hybride magnétique-optique

Le refroidissement sub-Doppler dans la mélasse optique nous a permis d'atteindre des températures de l'ordre de la trentaine de μK , pour lesquelles il est possible de piéger les atomes dans le piège hybride magnétique-dipolaire. Avec ce type de piège, nous tirons profit du grand volume piégeant de la composante magnétique, ce qui nous permet de piéger initialement un grand nombre d'atomes, et aussi de la diminution des pertes d'atomes par retournement de spin grâce à la composante dipolaire, qui n'affecte les atomes qu'à des températures plus basses qu'en début du piégeage. La figure 2.31 montre la séquence de piégeage et refroidissement dans le piège hybride.

À la fin de l'étape de la mélasse optique, nous avons rallumé le champ magnétique avec un gradient de 60 Gauss/cm, en même temps que nous éteignons les faisceaux laser. Ce gradient produit un piège ayant des fréquences de piégeage de l'ordre de $\omega = 10 \text{ kHz}$, suffisant pour obtenir un taux de collisions de ~ 80 , compte tenu des propriétés du nuage. La durée du chargement du piège magnétique a été optimisée à 100 ms, période pendant laquelle 10^9 atomes ont y été transférés depuis la mélasse optique. Ce transfert n'a pas été tout à fait adiabatique, en effet nous avons mesuré une augmentation de la température du nuage jusqu'à $150 \mu\text{K}$ suite au chargement dans le piège quadripolaire. Ceci est probablement dû à une différence dans la position des centres de la mélasse et du piège quadripolaire, induisant un transfert d'énergie du champ magnétique aux atomes. Toute-

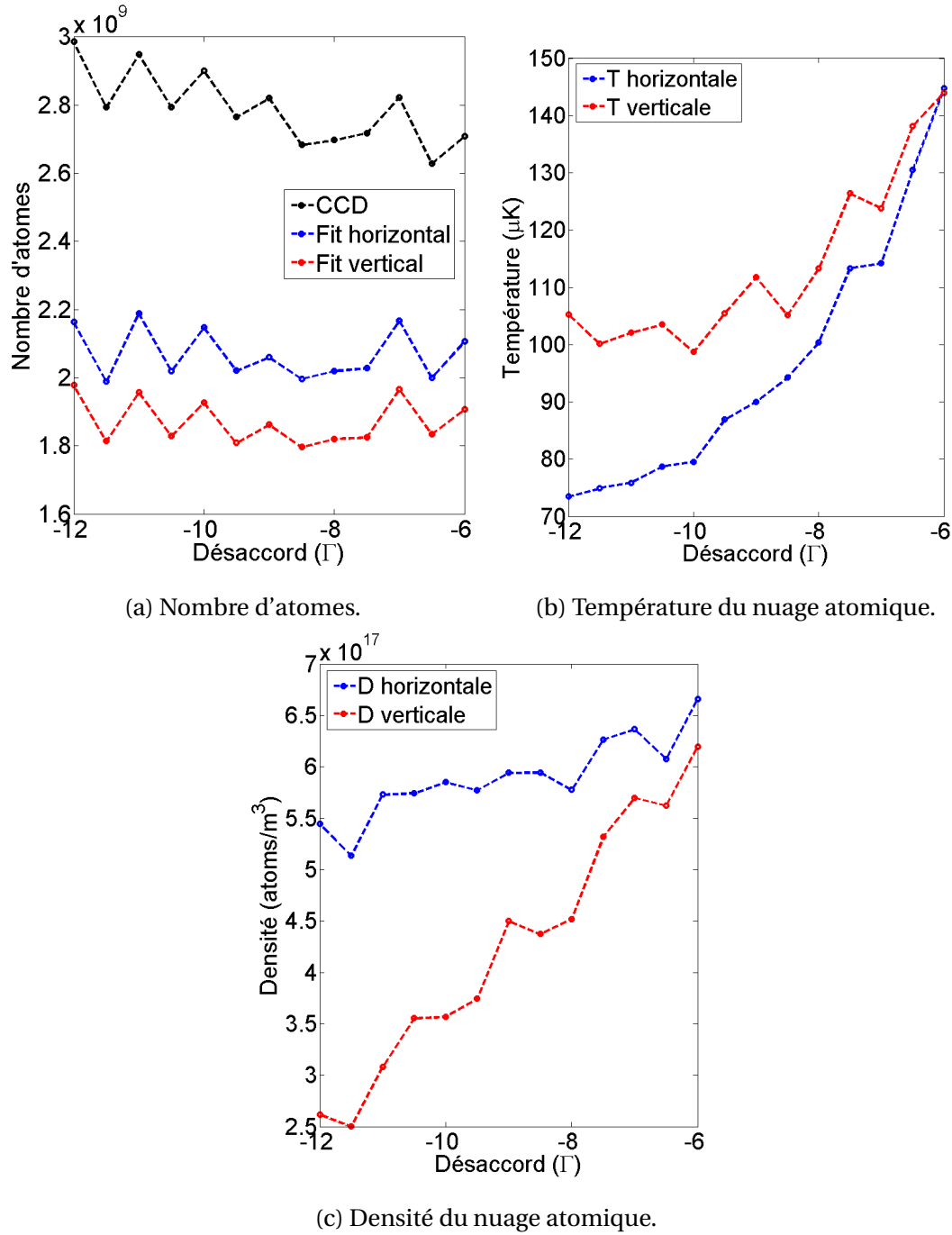


FIGURE 2.28 – Optimisation du désaccord des faisceaux refroidisseurs pour le MOT compressé. Alors que le nombre d'atomes reste relativement constant dans la plage de désaccords considérée (figure 2.28a), la température décroît avec le désaccord (figure 2.28b), comme pour le cas de l'optimisation des faisceaux refroidisseurs pour le MOT. La densité, quant à elle, décroît aussi, conformément à la réduction du volume du nuage, lorsque le gradient du champ magnétique augmente linéairement, ce qui est fait en parallèle avec la rampe du désaccord (figure 2.28c). La valeur optimisée que nous avons gardé est de -9Γ , en faisant un compromis entre la température et la densité atteintes.

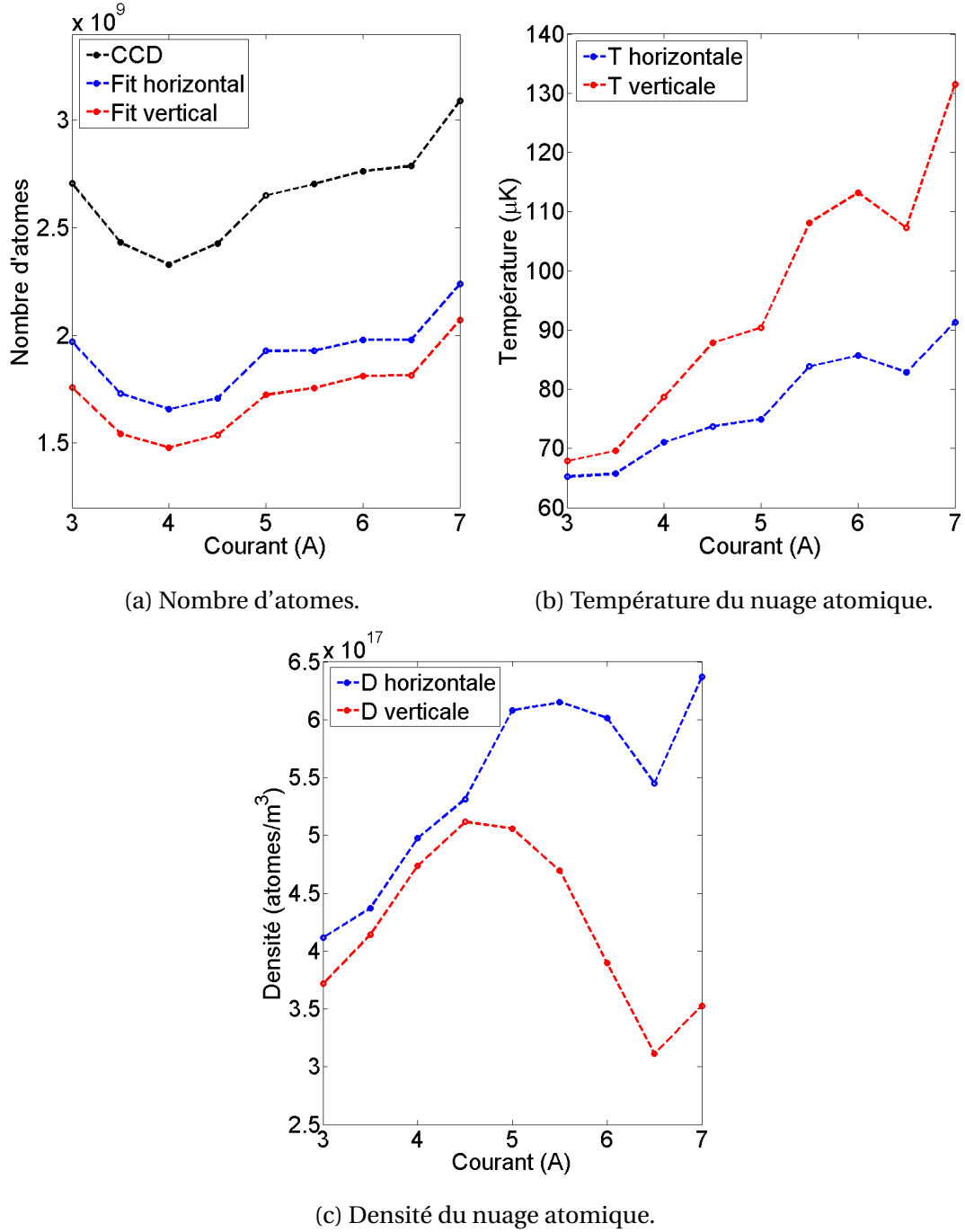
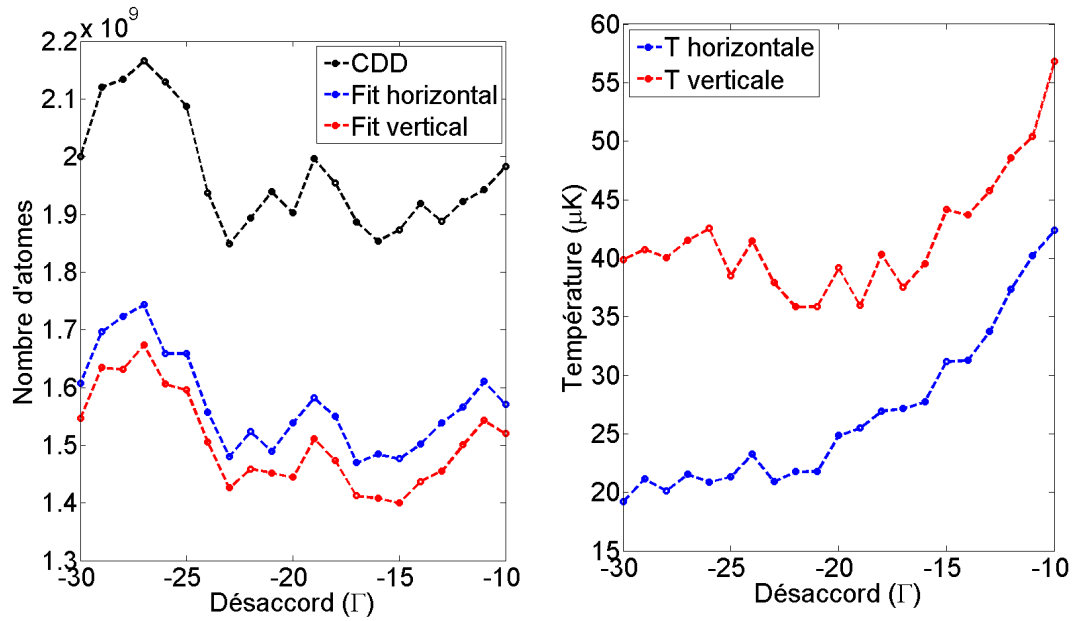
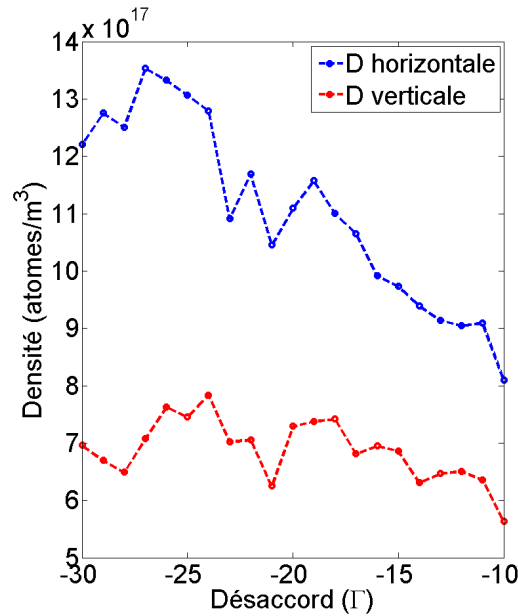


FIGURE 2.29 – Optimisation du gradient du champ magnétique pour le MOT comprimé. Comme pour le MOT, le nombre d'atomes semble augmenter légèrement pour des grands gradients (figure 2.29a). D'un autre côté, augmenter le gradient du champ magnétique chauffe les atomes (figure 2.29b). Puisque le volume de confinement diminue lorsque le gradient de champ est augmenté, nous nous attendions à ce que la densité augmente aussi, mais la figure 2.29c montre que ceci est seulement vrai jusqu'à une valeur comprise entre de 10 et 13 Gauss.cm⁻¹ (4.5 et 5.5 A) pour les mesures horizontales et verticales, à partir de laquelle elle diminue.



(a) Nombre d'atomes.

(b) Température du nuage atomique.



(c) Densité du nuage atomique.

FIGURE 2.30 – Optimisation du désaccord de la mélasse optique. Encore une fois, nous voyons une décroissance de la température avec l'augmentation du désaccord (figure 2.30b), alors que le nombre d'atomes reste relativement constant (figure 2.30a). La densité du nuage augmente quant à elle pour des grandes valeurs de Δ , puisque les atomes absorbent la lumière moins efficacement, et il y a donc une diminution de la pression interne due à la réabsorption de photons, ayant comme conséquence une diminution du volume du nuage (figure 2.30c).

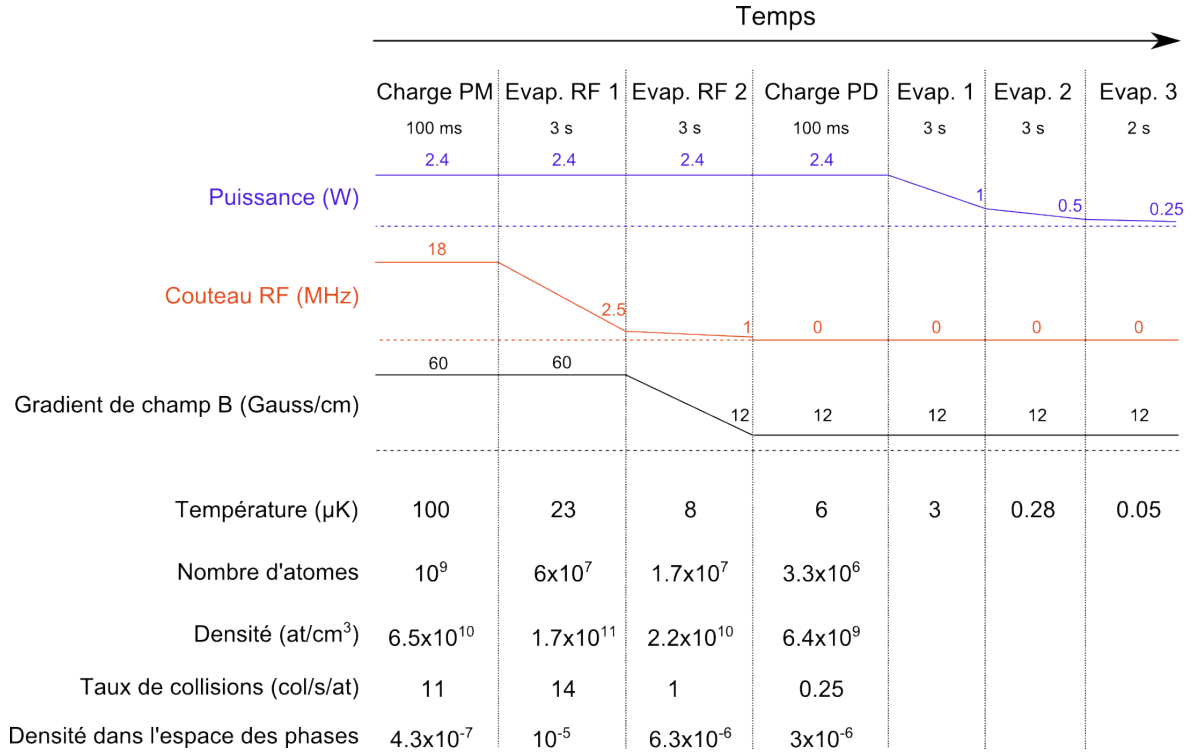


FIGURE 2.31 – Séquence temporelle de piégeage et refroidissement évaporatif dans le piège hybride.

fois, ceci n'est pas vraiment très grave car la température devrait diminuer à nouveau lors de l'évaporation RF, à des valeurs bien en dessous de celles de la mélasse optique.

Pour la caractérisation de ce piège, nous avons mesuré le temps de vie des atomes piégés, qui suit une loi de décroissance exponentielle

$$N_a(t) = N_{a_0} e^{-t/\tau} \quad (2.23)$$

où τ est le temps caractéristique du piège, N_{a_0} est le nombre d'atomes initialement chargés dans le piège magnétique, et N_a est le nombre d'atomes restant dans le piège à un instant t donné. Les résultats de cette mesure peuvent être vus dans la figure 2.32.

Une durée de vie des atomes de 25 secondes dans le piège est suffisante pour faire de l'évaporation RF, dont la durée dans notre expérience a été optimisée à 6 secondes. Par contre, pour atteindre le régime de dégénérescence, nous avons typiquement besoin des temps de vie d'autour d'une minute, ce qui assure un taux de mauvaises collisions suffisamment bas. Le fait que notre piège magnétique ne soit pas capable de garder les atomes pendant plus long temps peut être un indicatif sur la qualité insuffisante du vide à l'intérieur de l'enceinte principale. Cependant, pour les expériences que nous comptons faire dans l'immédiat, nous n'avons pas besoin d'atteindre le régime de dégénérescence quantique, et la qualité du vide a donc été acceptable à ce moment-là. Malheureusement, entre le moment où nous avons réalisé ces premières mesures de durée de vie dans le piège magnétique (janvier 2015), et le moment où nous avons commencé à évaporer (septembre 2015), nous avons noté une dégradation de la durée de vie, qui est devenue de 3 secondes, probablement à cause des fuites dans notre système à vide. C'est pour cette raison que les étapes de refroidissement par évaporation montrées à continuation ne sont pas efficaces.

Nous avons divisé le processus d'évaporation RF en deux étapes de 3 secondes chacune. La première étape démarre avec le fréquence du couteau RF à 18 MHz, ce qui correspond à un piège d'une profondeur de 860 μK. Cette valeur a été optimisée en consi-

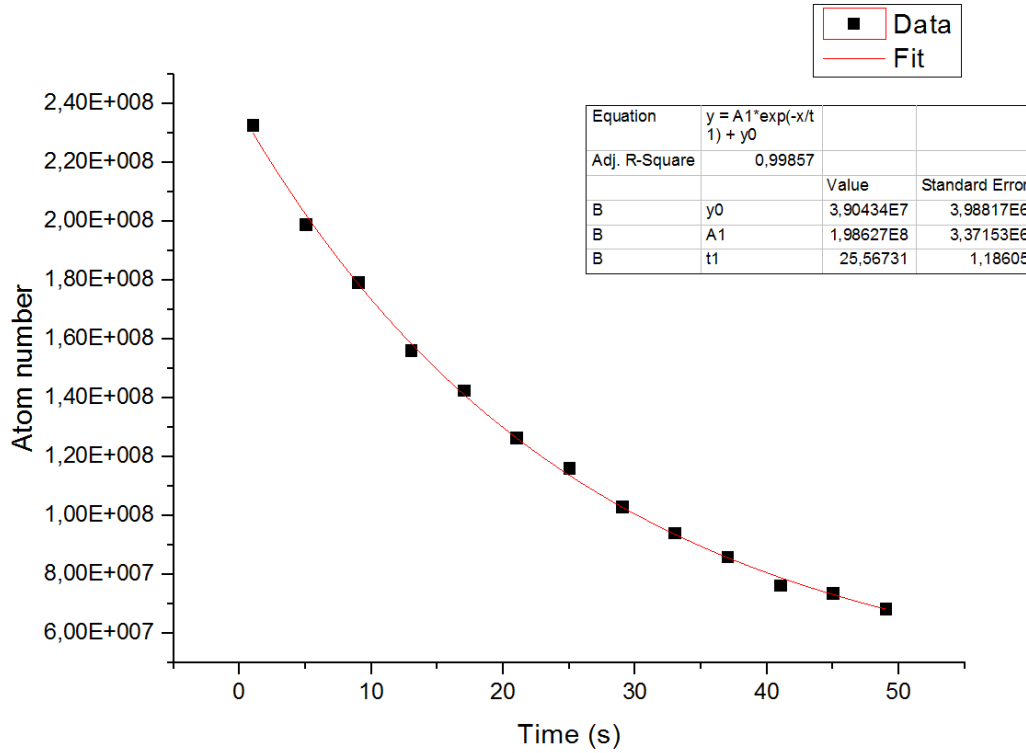


FIGURE 2.32 – Durée de vie des atomes dans le piège magnétique. Le nombre d'atomes décroît exponentiellement, avec un temps caractéristique $\tau=25$ s, à priori suffisant pour y réaliser les différentes étapes de l'évaporation RF.

dérant la température initiale du nuage dans le piège quadripolaire (150 μ K), et en comparant le nombre d'atomes dans le piège avec et sans couteau RF. La valeur optimale est celle à partir de laquelle le nombre d'atomes commence à diminuer. Pendant les trois secondes, la fréquence du couteau RF est diminuée linéairement jusqu'à 2.5 MHz, équivalant à un piège de profondeur 120 μ K. Le nombre d'atomes se trouvant encore dans le piège à ce moment-là est de 6×10^7 , à une température d'une vingtaine de μ K et atteignant une densité de 7×10^{11} atomes/cm³, ce qui représente un gain de la densité dans l'espace des phases d'un facteur 5 par rapport au stade avant l'évaporation.

La deuxième étape d'évaporation RF va de 2.5 MHz à 1 MHz aussi en 3 secondes. À la fin de cette étape, nous évaporons à peu près 2/3 des atomes, et les 1/3 restants sont refroidis jusqu'à 8 μ K. Parallèlement à l'évaporation, nous diminuons le gradient de champ magnétique jusqu'à 15 Gauss.cm⁻¹, pour assurer un transfert des atomes le plus adiabatique possible vers la partie dipolaire du piège hybride, et pour réduire au plus le taux de pertes par retournement de spin, qui devient important à ces températures. Il est important en effet de minimiser ces pertes, car nous devons garder les atomes dans le piège le plus long temps possible. Ceci afin d'augmenter la probabilité pour qu'ils subissent une collision élastique avec d'autres atomes. Un taux de collisions élastiques élevé est nécessaire pour qu'il y ait une bonne thermalisation du nuage, ce qui rend l'évaporation efficace.

En utilisant l'équation

$$\frac{1}{\tau_M} = 1.85 \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu B'}{k_B T} \right) \quad (2.24)$$

nous pouvons comparer l'estimation des pertes par retournement de spin avec et sans diminution du gradient. En laissant le gradient dans sa valeur initiale, c'est-à-dire 60 Gauss/cm,

le temps caractéristique τ_M pour qu'un atome soit éjecté du piège à cause des retournements de spin est de ~ 0.11 secondes, alors qu'en réduisant le gradient jusqu'à 15 Gauss/cm, $\tau_M \sim 1.8$, ce qui est 16 fois plus long, c'est-à-dire que les atomes peuvent rester dans le piège pendant les 3 secondes que dure l'évaporation. De plus, l'estimation sur le taux de collisions élastiques donne 1 collision/seconde/atome dans notre piège, une diminution considérable en comparaison avec l'étape précédente où le gradient restait à 60 Gauss/cm. Cette diminution du taux de collisions est cohérente avec le fait qu'en diminuant le gradient, le volume du piège quadripolaire diminue aussi, et donc le confinement des atomes est réduit. Les atomes oscillent alors avec des fréquences plus basses, ce qui fait augmenter le temps passé avant de rentrer en collision avec d'autres atomes. Il est donc clair qu'en diminuant le gradient de champ magnétique, nous réduisons les pertes d'atomes par retournement de spin, mais au détriment du taux de collisions, qui diminue d'un facteur ~ 15 .

Ce que nous observons expérimentalement confirme que le taux de collisions est bas, ce qui est rendu compte par une diminution de la densité dans l'espace des phases. Nous soupçonnons que ceci est aussi dû à une faible densité atomique initiale dans le piège quadripolaire. En effet, actuellement dans notre montage nous sommes limités par nos bobines pour le piège magnétique. Cette limitation a été mise en évidence pendant ce processus d'évaporation. Les raisons à ce problème proviennent de deux choses. Tout d'abord, nous n'avons pas encore installé un système de refroidissement pour les bobines, ce qui fait qu'elles chauffent beaucoup, augmentant leur résistivité électrique et donc rendant difficile la génération de gradients plus importants. Ceci nous empêche de commencer l'évaporation avec des grands gradients du champ magnétique, comme typiquement est le cas autour de 150 Gauss/cm. Un gradient plus large que les 60 Gauss/cm utilisés nous permettrait de commencer avec une densité spatiale atomique plus élevée, et comme l'évaporation est un processus qui dépend fortement des conditions initiales du nuage, cela nous permettrait d'évaporer plus efficacement. Deuxièmement, l'échauffement des bobines induit aussi une augmentation de leur inductance, ce qui rend compliquée la manœuvrabilité du champ magnétique puisque les temps de chute deviennent plus longs. Actuellement, des bobines de deuxième génération, ainsi qu'un système de refroidissement sont en cours de conception et développement, dans le but de surpasser cette limitation.

Entre temps, le faisceau du piège dipolaire a été allumé pendant tout le processus d'évaporation RF, mais il n'agit sur les atomes que lorsqu'ils ont été refroidis à une température inférieure à sa profondeur, c'est-à-dire une trentaine de μK (c'est pour atteindre cet ordre de température que nous avons besoin de faire la deuxième étape d'évaporation RF, même si la densité dans l'espace des phases diminue). À ce moment-là, les atomes sont transférés vers la partie dipolaire du piège hybride, évitant les déjà réduites pertes par retournement de spin.

Dans un premier temps, nous avons utilisé un champ de biais dans la direction horizontale, pour placer le fond de la composante dipolaire du piège dans la région spatiale où la composante magnétique compense la gravité. Dans ce cas, le transfert et l'évaporation des atomes dans la piège dipolaire n'ont pas été du tout efficaces car nous avons très vite perdu la plupart des atomes dès le début. Nous pensons que le problème vient du fait le transfert vers la composante dipolaire ne se fait pas efficacement.

En vue de ce résultat, nous avons diminué le champ de biais, pour réduire l'écart entre le zéro de la composante magnétique et le fond de la composante dipolaire. Dans ce cas, le transfert adiabatique des atomes a été vérifié expérimentalement lorsque nous avons mesuré la densité dans l'espace des phases, qui reste constante à 3.5×10^{-6} après un temps de

chargement de 100 ms dans le piège dipolaire. Le nombre d'atomes transféré est 3.3×10^6 , à peu près 1/5 du nombre d'atomes à la fin de l'évaporation RF, les pertes étant majoritairement dues au rapport des volumes des deux pièges.

L'évaporation dans la partie dipolaire du piège hybride a été optimisée et divisée en trois étapes, où la puissance du laser décroît linéairement avec des pentes de plus en plus plates. À la fin de chaque étape, nous avons surveillé l'évolution du taux de collisions et de la densité dans l'espace des phases, et non pas à la fin de tout le processus d'évaporation, ce qui aurait été le cas si nous avions diminué la puissance de façon exponentielle.

Pendant ces étapes d'évaporation, la résolution insuffisante de notre système d'imagerie ne nous a pas permis de faire des mesures par temps de vol, c'est pourquoi nous avons été seulement en mesure de donner des estimations sur la température pendant l'évaporation. La tendance que nous avons observé est que la température diminue jusqu'à une valeur de quelques dizaines de nK en fin d'évaporation, et la densité dans l'espace de phases augmente jusqu'à atteindre une valeur finale de 2×10^{-2} . L'obtention de tels résultats nous assure des bonnes conditions pour l'utilisation de ce nuage atomique dans les expériences d'imagerie sub-longueur d'onde, pour lesquelles les atomes devaient être refroidis jusqu'à 200 nK.

D'un autre côté, ces résultats nous disent deux choses sur l'efficacité de l'évaporation : premièrement, le refroidissement en soit est efficace puisque nous atteignons des températures très basses, autour de 50 nK. Par contre, la densité dans l'espace des phases est au contraire diminuée, probablement dû à des mauvaises conditions initiales de densité atomique en début d'évaporation, ainsi qu'à la qualité insuffisante du vide.

2.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté la première version du montage expérimental qui a été construite pour notre projet. Le but de cette première version est de refroidir les atomes de rubidium 87, pour permettre leur piégeage dans un réseau optique unidimensionnel, et ainsi tester les performances de notre système de détection sub-longueur d'onde.

Au cours de ce chapitre, nous avons décrit en détail les considérations de la conception et de la construction de ses différentes parties.

Nous avons ensuite montré les performances de notre système pour produire un gaz d'atomes de rubidium 87 ultra froids. Nous avons pu voir que, en ce qui concerne le refroidissement radiatif, en utilisant trois étapes (MOT, CMOT, mélasse) notre set-up est capable de produire des nuages composés de quelques 10^9 atomes, refroidis à une température d'une trentaine de μ K. Ces conditions correspondent parfaitement avec ce qui est nécessaire pour que le transfert du nuage vers le piège hybride soit optimal.

Quant à la première implémentation du piège hybride, d'un côté il est vrai qu'il nous a permis de garder 10^5 atomes en fin d'évaporation, un nombre adéquat pour la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein. Il est vrai aussi que la température finale atteinte est suffisamment basse pour que le nuage atomique soit utilisé dans les expériences d'imagerie sub-longueur d'onde dans les réseaux optiques. Le problème est que la dégénérescence quantique n'est pas atteinte, ce qui est dû aux limitations dans de cette première version de notre montage. En effet, la qualité du vide dans l'enceinte principale et l'échauffement des bobines nous empêchent d'atteindre des plus hautes densités spatiales du nuage atomique dans le piège hybride, sans lesquelles l'évaporation est moins efficace puisque le taux de collisions élastiques diminue trop lorsque le gradient de champ est diminué.

La dégénérescence quantique en soit n'est pas nécessaire dans l'immédiat pour les expériences d'imagerie sub-longueur d'onde, mais le sera à moyen terme. Nous espérons qu'en ayant des meilleures conditions initiales, l'évaporation dans le piège hybride sera plus efficace. C'est pour cela que des nouvelles bobines et un système de refroidissement sont en cours de conception. Dans un futur proche, nous comptons aussi installer des hublots rentrants dans l'enceinte principale, pour que le système d'imagerie sub-longueur d'onde, qui est en cours d'implémentation, soit le plus proche possible des atomes. Ce sera une bonne opportunité pour régler le problème de la qualité du vide.

2.8 Références

URL <http://cuaweb.mit.edu/>. 87

- ANDERSON, B., P. HALJAN, C. REGAL, D. FEDER, L. COLLINS, C. CLARK et E. CORNELL. 2001, «Watching dark solitons decay into vortex rings in a bose-einstein condensate», *Physical Review Letters*, vol. 86, n° 14, p. 2926. 89
- DEMARCO, B., J. BOHN, J. BURKE JR, M. HOLLAND et D. JIN. 1999, «Measurement of p-wave threshold law using evaporatively cooled fermionic atoms», *Physical Review Letters*, vol. 82, n° 21, p. 4208. 60
- DIECKMANN, K., R. SPREEUW, M. WEIDEMÜLLER et J. WALRAVEN. 1998, «Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms», *Physical Review A*, vol. 58, n° 5, p. 3891. 81
- FALKE, S., H. KNÖCKEL, J. FRIEBE, M. RIEDMANN, E. TIEMANN et C. LISDAT. 2008, «Potassium ground-state scattering parameters and born-oppenheimer potentials from molecular spectroscopy», *Physical Review A*, vol. 78, n° 1, p. 012 503. 61
- HOLLAND, M., B. DEMARCO et D. JIN. 2000, «Evaporative cooling of a two-component degenerate fermi gas», *Physical Review A*, vol. 61, n° 5, p. 053 610. 60
- KARSKI, M., L. FÖRSTER, J. CHOI, W. ALT, A. WIDERA et D. MESCHEDÉ. 2009, «Nearest-neighbor detection of atoms in a 1d optical lattice by fluorescence imaging», *Physical review letters*, vol. 102, n° 5, p. 053 001. 89
- KESHET, A. et W. KETTERLE. 2013, «A distributed, graphical user interface based, computer control system for atomic physics experiments», *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, n° 1, p. 015 105. 87
- LIENHART, F., S. BOUSSEN, O. CARRAZ, N. ZAHZAM, Y. BIDEI et A. BRESSON. 2007, «Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm», *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 89, n° 2, p. 177–180. 66
- MARTE, A., T. VOLZ, J. SCHUSTER, S. DÜRR, G. REMPE, E. VAN KEMPEN et B. VERHAAR. 2002, «Feshbach resonances in rubidium 87 : Precision measurement and analysis», *Physical Review Letters*, vol. 89, n° 28, p. 283 202. 59
- MODUGNO, G., G. FERRARI, G. ROATI, R. BRECHA, A. SIMONI et M. INGUSCIO. 2001, «Bose-einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling», *Science*, vol. 294, n° 5545, p. 1320–1322. 60

- MODUGNO, G., G. ROATI, F. RIBOLI, F. FERLAINO, R. J. BRECHA et M. INGUSCIO. 2002, «Collapse of a degenerate fermi gas», *Science*, vol. 297, n° 5590, p. 2240–2243. 60
- PETRICH, W., M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER et E. A. CORNELL. 1994, «Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap», *JOSA B*, vol. 11, n° 8, p. 1332–1335. 63
- PHILLIPS, W. D. 1998, «Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms», *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, n° 3, p. 721. 81
- REGAL, C. 2007, «Experimental realization of bcs-bec crossover physics with a fermi gas of atoms», dans *APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts*, vol. 1, p. 1003. 60, 61
- SCHEUNEMANN, R., F. CATALIOTTI, T. HÄNSCH et M. WEITZ. 2000, «Resolving and addressing atoms in individual sites of a co 2-laser optical lattice», *Physical Review A*, vol. 62, n° 5, p. 051 801. 89
- SCHOSER, J., A. BATĂR, R. LÖW, V. SCHWEIKHARD, A. GRABOWSKI, Y. B. OVCHINNIKOV et T. PFAU. 2002, «Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap», *Physical Review A*, vol. 66, n° 2, p. 023 410. 81
- SHERSON, J. F., C. WEITENBERG, M. ENDRES, M. CHENEAU, I. BLOCH et S. KUHR. 2010, «Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic mott insulator», *Nature*, vol. 467, n° 7311, p. 68–72. 89
- STECK, D. A. 2001, «Rubidium 87 d line data», . 59
- TIECKE, T. 2010, «Properties of potassium», *University of Amsterdam, The Netherlands, Thesis*. 61

CHAPITRE 3

Imagerie sub-longueur d'onde

« La dernière démarche de la raison est de reconnaître qu'il y a une infinité des choses qui la surpassent. Elle n'est que faible si elle ne va jusqu'à connaître cela. »

Blaise Pascal

Sommaire

3.1 Imagerie et limite de résolution	111
3.1.1 Contexte	111
3.1.2 Limite de diffraction et fonction d'étalement du point	114
3.2 Effet Stark	116
3.2.1 Description théorique	116
3.2.2 Atome à deux niveaux	117
3.2.3 Atome multiniveaux	119
3.3 Déplacement lumineux différentiel et imagerie sub-longueur d'onde	119
3.3.1 Activation sélective des sites du réseau	119
3.3.2 Mécanismes dans la structure électronique du ^{87}Rb	121
3.3.3 Coefficients de couplage	123
3.3.4 Intensité des lasers	124
3.3.5 Amplitude du déplacement lumineux différentiel	125
3.3.6 Repompage des atomes vers les sites activés	127
3.3.7 Périodicité des sites détectés	128
3.3.8 Influence de la phase spatiale entre les lasers	130
3.3.9 Extension spatiale de la distribution atomique dans un site du réseau	134
3.4 Détails du montage expérimental	140
3.4.1 Lasers	140
3.4.2 Banc optique	141
3.4.3 Objectif et caméra CCD	141
3.5 Prévisions sur la performance du système	148
3.5.1 Nombre de photons détectables et rapport signal à bruit	148
3.5.2 Diffusion de photons et mouvement des atomes	152
3.5.3 Stabilité des réseaux optiques	156

3.5.4 Localisation des sites du réseau optique	159
3.6 Conclusions et perspectives	164
3.7 Références	165

L'expérience que nous avons mise en place dans le cadre de ce travail de doctorat, et dont nous avons détaillé le fonctionnement dans les chapitres précédents, vise à l'étude des gaz d'atomes ultra-froids, bosoniques ou fermioniques, piégés dans des réseaux optiques bidimensionnels. Dans ce type d'expérience, le système de détection a un rôle crucial car c'est en imageant le nuage d'atomes, qu'il est possible d'accéder à ses propriétés physiques.

Dans les expériences d'atomes froids, il est possible de détecter directement la fonction d'onde du nuage d'atomes en utilisant de l'imagerie *in-situ*, ou bien de détecter sa distribution de vitesse avec l'imagerie par temps de vol. Cette dernière est techniquement beaucoup moins contraignante que la première car elle ne nécessite pas d'avoir une résolution élevée, mais malheureusement, l'information qu'elle fournit est limitée. En particulier, elle n'est en général pas sensible aux corrélations dans le nuage. Pour observer les corrélations locales entre atomes dans un réseau optique, il faut mettre en place un système d'imagerie *in-situ* de grande résolution. Ce type de système est assez complexe à mettre en œuvre et est intrinsèquement limité.

Dans ce chapitre nous présenterons une méthode de détection innovante qui nous permettra de relâcher les contraintes techniques sur le système d'imagerie, pouvant ainsi, en principe, atteindre des résolutions spatiales de quelques dizaines de nanomètres. Cette méthode est inspirée des méthodes dites de *super-résolution*, développées dans le domaine de la biophysique.

À long terme, le but de ce système d'imagerie est d'atteindre la résolution nécessaire pour détecter les atomes piégés dans des réseaux optiques bidimensionnels. Ces réseaux seront générés en champ proche, signifiant que la distance inter-site sera de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. Cependant, nous voulons tout d'abord tester les performances de la méthode de détection mise en place. Pour ce faire, nous comptons commencer par imager des atomes piégés dans un réseau optique unidimensionnel généré en champ lointain, dont la distance entre les sites voisins est proche de la limite de diffraction. Le travail qui fait l'objet de ce chapitre s'inscrit donc dans ce premier objectif, mais nous envisageons qu'il puisse être applicable sur notre objectif à long terme.

Le chapitre commence par une introduction du contexte scientifique de l'imagerie par fluorescence, ainsi que du phénomène de diffraction de la lumière, qui est le facteur limitant fondamentalement la résolution spatiale qui est atteignable par ces systèmes de détection. Le deuxième point décrit de façon générale l'effet Stark, principal outil dont nous nous servirons pour mettre en place notre technique de détection. La troisième partie décrit les mécanismes induits par l'effet Stark dans notre système, et qui seront utilisés pour contourner les limitations intrinsèques de l'imagerie *in-situ*, ainsi que des simulations donnant les ordres de grandeur typiques en fonction de différents paramètres expérimentaux. Le quatrième point décrit le montage expérimental qui sera mis en place. Pour finir, le dernier point a pour but de prévoir les performances du montage et ses potentielles limitations, à l'aide de simulations numériques.

3.1 Imagerie et limite de résolution

3.1.1 Contexte

Un système d'imagerie est un dispositif qui est capable de capter la représentation de la forme physique d'un objet, en général en collectant la lumière réfractée par l'objet. Il détermine la direction depuis laquelle la lumière lui parvient, tout en régulant son intensité, établissant ainsi une relation hiérarchique entre les signaux lumineux provenant de

directions différents. Le résultat de ce processus est transformé en information exploitable, telle que des d'images.

L'œil humain est un exemple de ce genre de dispositif. Il capte la lumière des alentours, régule son intensité avec un diaphragme (iris), et focalise l'objet grâce à une structure de lentilles ajustables (cristallin). Le résultat est la formation d'une image sur un capteur photo-sensible (rétine), qui déclenche la génération de signaux nerveux qui sont envoyés au cerveau à travers le nerf optique.

Un autre exemple est l'objectif optique. Un objectif est un élément optique qui est constitué de lentilles simples ou composées, formant une succession de dioptries sphériques, asphériques ou plans. Ils sont utilisés notamment pour la formation d'images dans des appareils photo, des télescopes et des microscopes.

L'un des paramètres qui caractérise les systèmes de détection est le pouvoir de résolution spatiale, qui définit le plus petit objet résoluble par le système. La résolution spatiale de l'œil humain est de 50 μm dans le meilleur des cas. Dans le cas d'un objectif optique, le comportement de la lumière lorsqu'elle le traverse, est décrit par la théorie optique de Fourier. Dans ce cadre théorique, l'image formée dans le point focal de l'objectif est la transformée de Fourier de l'objet. Le pouvoir de résolution de ce type de systèmes est limité fondamentalement par le phénomène de diffraction de la lumière. Comme la lumière réfléchie dans un corps est à priori isotrope, seulement une fraction de cette lumière parvient à l'objectif. La diffraction de la lumière a lieu quand la quantité de lumière qui arrive à l'objectif ne contient pas suffisamment d'information pour former une image fidèle de l'objet. Dans ce cas, l'image formée sera une tache de diffraction connue comme *tache d'Airy*, dont l'extension spatiale définit la résolution atteignable par l'objectif. Le pouvoir de résolution dépend donc de la capacité de l'objectif à collecter de la lumière provenant de l'objet, ce qui est caractérisé par son ouverture numérique (ON), mais dépend également des propriétés de la lumière réfractée, en particulier de sa longueur d'onde.

Un domaine scientifique dans lequel les objectifs optiques sont particulièrement utilisés est la microscopie en fluorescence. La fluorescence est une propriété que certains corps possèdent, qui consiste à émettre de la lumière après avoir été illuminés, et suite à l'absorption de photons plus énergétiques. La microscopie en fluorescence tire profit de cette propriété pour étudier des propriétés des substances organiques ou inorganiques, complémentairement à l'observation de la lumière purement réfléchie.

Dans le domaine biologique, deux exemples connus de ces techniques d'imagerie sont la microscopie confocale WILSON et SHEPPARD [1984] et la microscopie multiphotons PAWLEY [2006], qui permettent la visualisation des molécules et des activités biologiques *in situ*, ainsi que de l'imagerie à 3D. L'intérêt progressif d'étudier des systèmes biologiques de plus en plus petits, tels que les cellules ou molécules individuelles, avec des intérêts dans le domaine médical, mais aussi pour la compréhension des processus biologiques fondamentaux, a mené à faire des gros efforts pour augmenter le pouvoir de résolution des dispositifs d'imagerie utilisés.

C'est ainsi que dans les années 1990, des progrès ont été faits avec le développement des techniques dites "à super-résolution", permettant de surpasser la barrière de la diffraction en champ lointain, non pas en l'éliminant mais en la contournant. En effet, si le pouvoir de résolution est limité par la diffraction, la précision avec laquelle peut être pointé le centre de la tache d'Airy produite par un marqueur moléculaire, n'est limitée que par le rapport signal à bruit. Par exemple, certaines de ces techniques utilisent l'émission stimulée de lumière pour annuler la fluorescence des régions non désirées, permettant ainsi de localiser les zones d'intérêt, voir HELL et WICHMANN [1994] et HELL et KROUG

[1995]. Plus tard, dans les années 2000, des travaux capitaux ont permis d'atteindre des résolutions de quelques nanomètres, en utilisant des techniques qui permettent de reconstruire une image globale, à partir de plusieurs images prises à des instants différents, et contenant seulement une partie de l'information. C'est le cas de la microscopie de localisation par photo-activation (PALM pour ses initiales en anglais) [BETZIG et collab. \[2006\]](#), dont l'auteur Eric Betzig a été récompensé par le prix Nobel de chimie en 2014, de la microscopie de localisation par photo-activation par fluorescence (FPALM) [HESS et collab. \[2006\]](#), ou de la microscopie par reconstruction optique stochastique (STORM) [RUST et collab. \[2006\]](#).

Ces techniques sont basées à peu près sur la même idée qui est la suivante : puisque la diffraction de la lumière n'affecte pas la précision avec laquelle un objet isolé peut être localisé, il est possible d'utiliser des marqueurs moléculaires particuliers qui réagissent différemment en fonction de leur position, lorsqu'ils sont illuminés par la lumière d'imagerie. Les marqueurs permettent tout d'abord de sélectionner les régions qui seront activées, et ensuite de les imager et d'identifier leurs positions, même si ces régions se trouvent à des distances inférieures à la limite de diffraction (voir la figure 3.1).

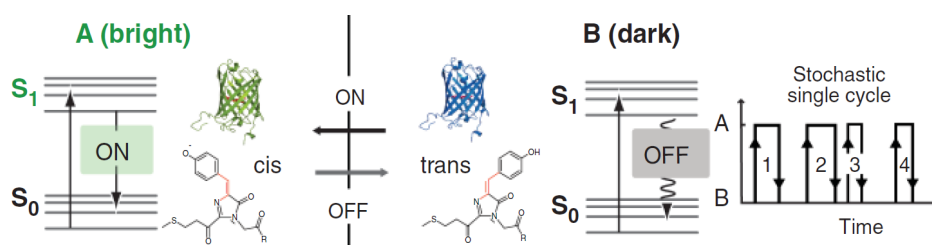


FIGURE 3.1 – Principe sous lequel sont basées les techniques PALM et STORM. En illuminant faiblement les marqueurs moléculaires, ils peuvent être induits dans deux états différents, *cis* et *trans*. Lorsqu'ils sont préparés dans l'état *cis*, ils réagissent à la lumière de détection en émettant de la fluorescence, alors que lorsqu'ils sont préparés dans l'état *trans*, ils sont invisibles à la lumière de détection. De cette manière, il est possible de préparer des régions d'extension spatiale plus courte que la limite de diffraction avec ces marqueurs, et seulement ceux qui sont préparés dans l'état *cis* s'activeront, permettant de résoudre les objets visés. L'image a été reprise de [HELL \[2007\]](#).

D'un autre côté, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, dans les expériences d'atomes froids, l'information que nous acquérons sur les systèmes atomiques se fait aussi via la prise d'images de la distribution d'atomes. Le pouvoir de résolution nécessaire dépend dans ce cas du type de physique étudiée. Dans certains cas, il est seulement nécessaire de détecter un MOT ou un piège dipolaire, auquel cas il suffit d'avoir une résolution de quelques μm . Dans le cas des atomes ultrafroids piégés dans des réseaux optiques, les besoins en termes de résolution sont liés aux dimensions du réseau optique. Comme il a été expliqué dans le premier chapitre de cette thèse, les corrélations spatiales entre les atomes sont au cœur de ce que produit la simulation de la physique des systèmes de la matière condensée. Pour ce cas, il est donc nécessaire de déterminer la distribution spatiale des atomes sur le réseau avec une précision d'un site unique, voire d'un atome unique, ce qui nécessite une résolution de détection de l'ordre de la distance inter-site du réseau optique. Pour cette raison, beaucoup d'efforts ont été faits pour augmenter la résolution de détection des systèmes d'imagerie. Les premières tendances ont été d'augmenter l'ouverture numérique des objectifs des microscopes utilisés, ce qui entraînait le rapprochement de ces derniers aux atomes. Évidemment, cette procédure est limitée par les montages expérimentaux, spécialement les dimensions des enceintes à vide. Néanmoins, il a été possible d'augmenter l'ON en gardant la même distance objectif-atomes,

en utilisant par exemple des lentilles hémisphériques BAKR et collab. [2009], mais dans ces cas l'objectif doit être en général à quelques millimètres des atomes, typiquement entre 8 mm et 18 mm.

En augmentant donc uniquement l'ouverture numérique des objectifs, il est possible d'atteindre des résolutions de quelques centaines de nm, ce qui est suffisant pour résoudre deux sites voisins d'un réseau optique en champ lointain. C'est ainsi qu'ont été observées les transitions de phase d'un superfluide vers un isolant de Mott BAKR et collab. [2010], SHERSON et collab. [2010], ainsi que la simulation de systèmes magnétiques SIMON et collab. [2011] en utilisant des bosons. Plus récemment, des résultats similaires ont été obtenus pour des espèces fermioniques, pour le potassium 40 dans HALLER et collab. [2015] et EDGE et collab. [2015], et pour le lithium 6 dans MAXWELL F. PARSONS et GREINER [2015] et OMRAN et collab. [2015]. Néanmoins, comme il a aussi été dit au chapitre 1, un moyen prometteur d'accéder à des propriétés magnétiques avec un simulateur quantique serait de diminuer la distance inter-site du réseau. Ceci entraîne donc le besoin d'une augmentation du pouvoir de résolution du système de détection, au-delà de ce qui est atteignable avec des objectifs à grande ouverture numérique.

Dans l'expérience AUFRONS, pour les raisons qui ont déjà expliquées auparavant, les réseaux optiques seront générés en champ proche, avec une distance inter-sites qui pourrait atteindre les quelques dizaines de nanomètres. De ce fait, il est nécessaire de développer un système de détection qui nous permette d'identifier indépendamment deux sites voisins dans ce type de réseaux optiques. Nous proposons donc, comme solution alternative à l'augmentation de l'ouverture numérique des objectifs, l'utilisation des techniques de détection à super-résolution. Inspirée sur l'imagerie par fluorescence de la biologie moléculaire, cette technique nous permettra, en principe, l'activation sélective et la détection de certains sites du réseau, prenant des images à des instants différents et à partir desquelles sera reconstruite une "super-image" contenant tous les sites correctement identifiés dans l'espace.

3.1.2 Limite de diffraction et fonction d'étalement du point

La résolution spatiale d'un système d'imagerie détermine le détail qui peut être obtenu d'un objet lorsqu'il est pris en image. Elle dépend des caractéristiques du système, telles que le pouvoir de résolution de l'objectif, qui dépend à la fois de son ouverture numérique, et de la taille et du nombre des pixels du capteur de la caméra. Ainsi, plus l'ouverture numérique est grande, plus la résolution sera élevée. De la même manière, plus la taille des pixels est petite, plus la résolution sera grande.

Au-delà des limitations techniques liées au fonctionnement du système optique et ses composants, notamment les aberrations, la limite ultime de la résolution spatiale est donnée par la diffraction de la lumière. Dans le cas où un système est "limité par la diffraction", la résolution spatiale est donnée par :

$$d = \frac{0.61 \times \lambda}{\text{ON}} \quad (3.1)$$

où d est la plus petite distance de séparation pour laquelle deux objets peuvent être résolus.

Cette expression est calculée en supposant que deux sources ponctuelles peuvent être résolues comme étant séparées, lorsque le centre de la tache d'Airy de l'un est chevauché avec le premier anneau foncé dans la figure de diffraction du second (critère de Rayleigh). Toute aberration dans le système optique, ou d'autres facteurs qui nuisent à sa performance, ne peuvent que dégrader la résolution spatiale au-delà de ce point.

L'équation 3.1 détermine la résolution spatiale dans l'espace objet. Sur le plan image, c'est-à-dire au détecteur, la résolution est la plus petite distance résoluble multipliée par le grossissement du système optique d'imagerie. En remplaçant dans l'équation 3.1 par les valeurs typiques $\lambda = 780$ nm et $ON=0.7$, la plus petite distance résoluble est $d = 680$ nm.

Expérimentalement, d est souvent déterminée par la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (*Point spread function*, i.e. PSF), qui est la réponse du système d'imagerie à une source ponctuelle, ou en d'autres mots, sa réponse impulsionnelle. Pour déterminer donc la limite de résolution d'un système d'imagerie, il faut connaître la PSF de l'objectif. Formellement, la PSF est connue comme disque ou tache d'Airy, et elle est définie par

$$\text{PSF}(\rho) = \left[2 \frac{J_1(kON\rho)}{kON\rho} \right]^2 \quad (3.2)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 du premier type, $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde de la lumière émise, ON l'ouverture numérique de l'objectif, et $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ est la coordonnée cylindrique radiale. Pour des raisons de simplification dans les simulations, il est possible, d'après ZHANG et collab. [2007], d'approximer très précisément la PSF par une fonction gaussienne à 2D

$$\text{PSF}(x, y) = e^{-(x/2\sigma_x)^2} e^{-(y/2\sigma_y)^2} \quad (3.3)$$

avec la relation $\sigma_{x,y} = \frac{d}{2\sqrt{2\ln(2)}}$

En microscopie, l'image obtenue par un système d'imagerie est le résultat du produit de convolution entre l'objet et la PSF de l'objectif (voir la figure 3.2).

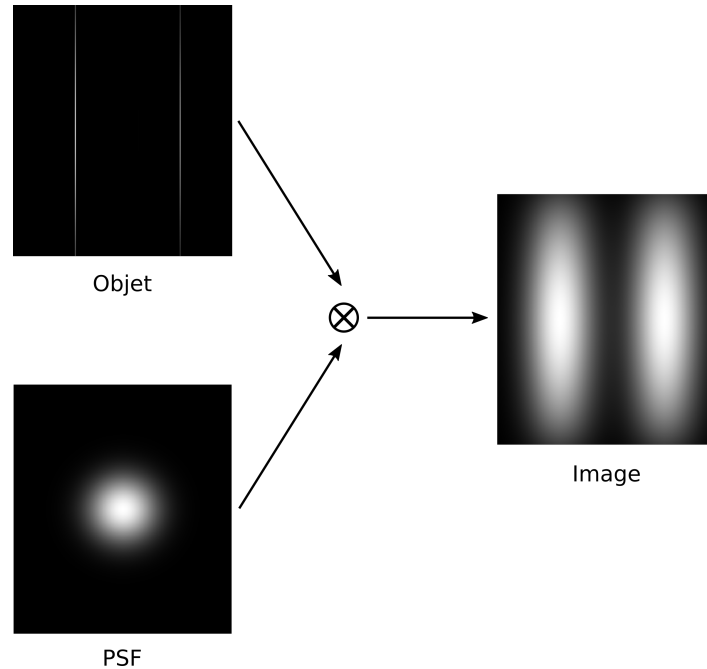


FIGURE 3.2 – La formation d'une image résulte de la convolution entre la source de lumière réelle et la PSF de l'objectif.

Le réseau optique qui nous servira de test pour le système de détection aura une distance inter-sites de $\lambda/2 = 532$ nm, se situant déjà en dessous de la limite de diffraction pour les paramètres typiques donnés. Notre technique d'imagerie sera basée sur l'utilisation de l'effet Stark, pour créer une dépendance spatiale de la fréquence d'imagerie né-

cessaire pour activer, de façon indépendante, chaque site du réseau optique. Avant d'expliquer son fonctionnement et ses mécanismes d'une manière plus détaillée, nous allons introduire dans la section suivante l'effet Stark, ainsi que le déplacement lumineux sur les états d'énergie d'atome qu'il produit.

3.2 Effet Stark

Un atome est composé d'un noyau chargé positivement et d'électrons chargés négativement, le tout formant une entité électriquement neutre. Lorsque l'atome est plongé dans un champ électrique qui pointe dans une direction, le champ électrique tend à tirer les noyaux d'un côté et les électrons de l'autre, créant ainsi un dipôle électrique. En le voyant d'une autre manière, si l'électron se trouve disproportionnellement vers le côté auquel il est tiré par le champ électrique, l'énergie de l'état dans lequel il se trouve est diminuée. Si au contraire, il est déplacé disproportionnellement au côté opposé, l'énergie de son état est augmentée.

Dans le cas plus général d'un champ électrique oscillant avec une fréquence ω , comme celui d'un laser, le dipôle électrique qui est induit dans l'atome interagit dynamiquement avec le champ électrique du laser, menant à un déplacement des niveaux d'énergie atomiques. Cet effet est connu sous le nom d'*Effet Stark dynamique*, et l'amplitude des déplacements, dits lumineux, qu'il produit dépend de la polarisation de la lumière, ainsi que de la polarisabilité électrique de l'atome. Il fût découvert par le physicien allemand Johannes Stark, ce qui lui valut le prix Nobel de physique en 1919.

L'effet Stark a deux composantes : une composante stationnaire (DC) donnée pour $\omega = 0$, et une composante variant avec le temps (AC) qui dépend de la variation de la fréquence ω du laser. Le cas où $\omega = 0$, connu comme effet Stark DC, est important car le déplacement des niveaux atomiques dans un champ électrique uniforme est le cas limite de ce même déplacement dans un champ oscillant à basse fréquence. Comme le champ laser que nous utiliserons est polarisé, monochromatique et largement désaccordé par rapport à la fréquence de transition atomique, nous allons considérer pour la suite que le déplacement des niveaux d'énergie de l'atome est approximé par le déplacement de ses niveaux dans un champ stationnaire.

3.2.1 Description théorique

Dans une approche semi-classique, l'hamiltonien décrivant l'interaction de l'atome avec un faisceau laser de fréquence ω est

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\mu}\mathbf{E} \quad (3.4)$$

où $\hat{\mu} = -e\mathbf{r}$ est l'opérateur du moment dipolaire électrique, et $\mathbf{E} = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t)\mathbf{e}$ le champ électrique du laser, où \mathcal{E}_0 est l'amplitude de l'oscillation et \mathbf{e} est la polarisation du champ.

Tant que l'énergie $\hbar\omega$ apportée par un photon du laser est relativement faible devant les énergies typiques du système atomique (interaction entre noyaux et électrons, énergie cinétique, etc), il est possible d'utiliser une approche perturbatrice pour établir l'expression du déplacement lumineux.

Considérons que l'atome non perturbé se trouve dans un état dégénéré g fois, décrit par les fonctions d'onde d'ordre zéro $\psi_1^0, \dots, \psi_g^0$. D'après la théorie des perturbations, l'énergie au premier ordre est la matrice $g \times g$ de valeurs propres, ayant comme élément général

$$(H_{int})_{kl} = \langle \Psi_k^0 | \hat{H}_{int} | \Psi_l^0 \rangle = -\mathbf{E} \langle \Psi_k^0 | \hat{\mu} | \Psi_l^0 \rangle \quad (3.5)$$

avec $k, l = 1, \dots, g$. Dans le cas non-dégénéré ($g = 1$), l'énergie au premier ordre devient proportionnelle à la valeur moyenne du moment dipolaire $\hat{\mu}$

$$E^{(1)} = -\mathbf{E} \langle \Psi_1^0 | \hat{\mu} | \Psi_1^0 \rangle = -\mathbf{E} \langle \hat{\mu} \rangle \quad (3.6)$$

Comme l'opérateur du moment dipolaire $\hat{\mu}$ est un pseudovecteur, les éléments diagonaux de la matrice de perturbation H_{int} sont nuls pour les systèmes qui ont un centre d'inversion, comme les atomes. Ces genres de systèmes ne subissent donc pas un effet Stark linéaire.

Au deuxième ordre, la théorie des perturbations décrit l'effet Stark quadratique. Nous supposons pour cela que les problèmes à l'ordre zéro soient résolus, c'est-à-dire que

$$\hat{H}^{(0)} | \Psi_k^0 \rangle = E_k^{(0)} | \Psi_k^0 \rangle \quad (3.7)$$

avec $k = 1, \dots, g$. Il arrive souvent que l'état à l'ordre zéro à perturber soit non-dégénéré. Si nous prenons l'état fondamental comme étant l'état non-dégénéré en considération, la théorie des perturbations donne

$$E^{(2)} = \sum_{k>0} \frac{\langle \Psi_0^0 | \hat{H}_{int} | \Psi_k^0 \rangle}{E_0^{(0)} - E_k^{(0)}} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 E_i \alpha_{ij} E_j \quad (3.8)$$

où α_{ij} sont les composantes du tenseur de la polarisabilité atomique, définies par

$$\alpha_{ij} \equiv -2 \sum_{k>0} \frac{\langle \Psi_0^0 | \mu_i | \Psi_k^0 \rangle \langle \Psi_k^0 | \mu_j | \Psi_0^0 \rangle}{E_0^{(0)} - E_k^{(0)}} \quad (3.9)$$

L'énergie $E^{(2)}$ donne l'amplitude de l'effet Stark quadratique. Comme le tenseur de polarisabilité atomique a souvent une symétrie sphérique, il peut être considéré comme isotrope

$$\alpha_{ij} = \alpha_0 \delta_{ij} \Rightarrow E^{(2)} = -\frac{1}{2} \alpha_0 \mathcal{E}_0^2 \quad (3.10)$$

Pour décrire l'effet Stark de façon quantitative, nous allons d'abord appliquer ces résultats au cas du système atomique le plus simple, c'est-à-dire un atome à deux niveaux. Cette première approche nous permettra de mettre en évidence les effets principaux, qui seront en suite rapportés à des systèmes plus complexes et réalistes, comme c'est le cas des atomes multiniveaux.

3.2.2 Atome à deux niveaux

Dans le modèle simple d'un atome comportant un état fondamental, d'énergie $\epsilon_g = 0$, et un état excité, d'énergie $\epsilon_e = \hbar\omega_0$, les résultats de l'approche perturbatif donnés dans les équations 3.6 et 3.8 permettent d'écrire le déplacement lumineux subi par les deux états GRIMM et collab. [2000]

$$\Delta E = U = \pm \frac{|\langle e | \hat{\mu} | g \rangle|^2}{\epsilon_g - \epsilon_e} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I \quad (3.11)$$

où $\Delta = \omega - \omega_0$ est le désaccord entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique, $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ est l'intensité du faisceau laser, et Γ est le taux de décroissance naturelle de la transition de l'état excité vers l'état fondamental, défini comme

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle e | \hat{\mu} | g \rangle|^2 \quad (3.12)$$

Comme il a déjà été noté dans le paragraphe précédent, seul le deuxième ordre de la perturbation contribue au calcul des corrections d'énergie, puisque l'opérateur de moment dipolaire a une parité impaire, ce qui implique que la correction de premier ordre $\langle e | \hat{H}_{int} | e \rangle = \langle g | \hat{H}_{int} | g \rangle = 0$.

ΔE peut être contrôlé expérimentalement en variant le désaccord Δ et l'intensité I de la lumière laser. Le signe de Δ détermine le signe de la correction ΔE . Un désaccord négatif, appelé *vers le rouge* produit un écartement des états (figure 3.3a), alors qu'un désaccord positif, appelé *vers le bleu* produit un rapprochement des états (figure 3.3b). Le profil d'intensité de la lumière laser détermine l'homogénéité ou l'inhomogénéité spatiale du déplacement lumineux des états. (figure 3.3c).

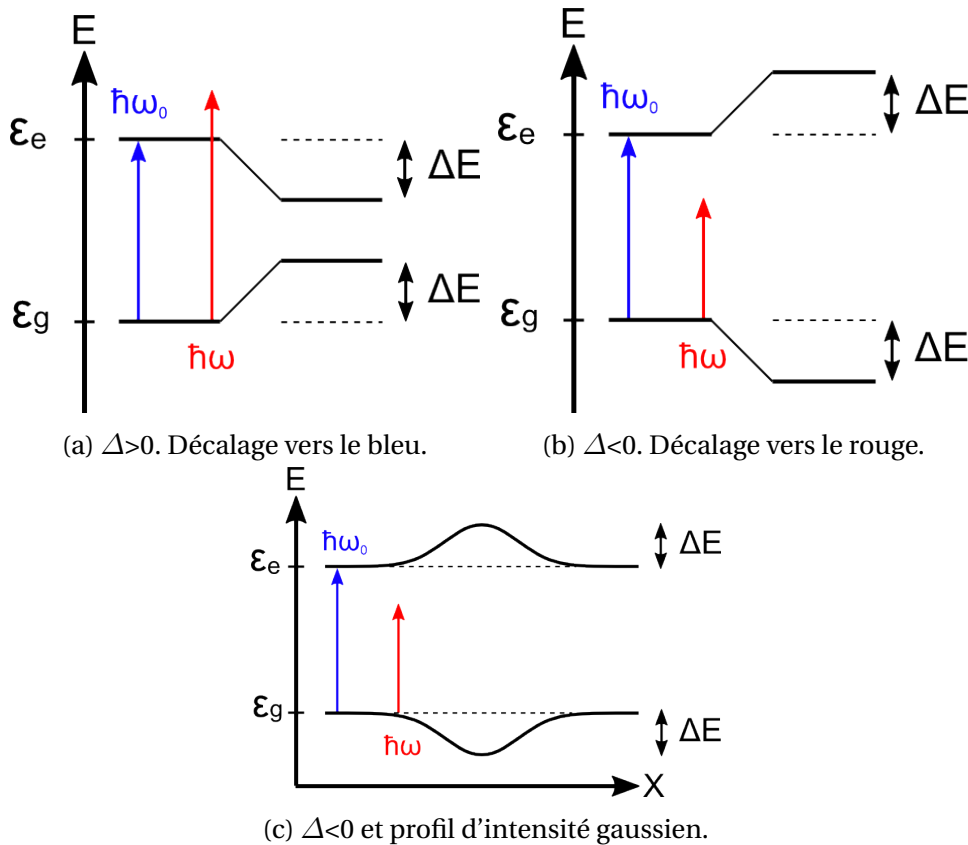


FIGURE 3.3 – Effet Stark dans les niveaux énergétiques d'un atome à deux niveaux. $\hbar\omega$ est l'énergie apportée par un photon du laser, et $\hbar\omega_0$ est la différence d'énergie entre les deux niveaux atomiques. Le signe et l'amplitude de l'effet Stark ou déplacement lumineux ΔE dépendent de la différence entre ces deux énergies, qui en équivalence de fréquence est le désaccord $\Delta = \omega - \omega_0$. Le profil spatial de l'intensité de la lumière contribue aussi à définir le déplacement lumineux. Ainsi, pour de la lumière ayant une intensité à profil gaussien, les états atomiques sont déplacés lumineusement avec le même profil gaussien.

3.2.3 Atome multiniveaux

Du fait de l'existence des sous-structures électroniques, plusieurs transitions entre les sous-niveaux sont susceptibles de contribuer au déplacement lumineux. L'amplitude de chaque contribution dépend des éléments de matrice dipolaire électrique $\mu_{kl} = \langle \Psi_k^0 | \hat{\mu} | \Psi_l^0 \rangle$ des différentes transitions entre les états $|\Psi_k^0\rangle$ et $|\Psi_l^0\rangle$. Il est possible d'exprimer μ_{kl} en termes du produit de l'élément de matrice réduite $\|\mu\|$ et d'un coefficient de transition c_{kl} :

$$\mu_{kl} = c_{kl} \|\mu\| \quad (3.13)$$

Dans le cas d'un grand désaccord, la structure hyperfine des atomes peut être négligée, faisant que les coefficients c_{kl} , qui contiennent le poids de la transition entre les sous-niveaux k et l , dépendent uniquement des moments cinétiques électroniques totaux J et des nombres quantiques magnétiques m_J des sous-niveaux concernés.

L'élément de la matrice réduite $\|\mu\|$ dépend, à son tour, uniquement de la fonction d'onde des états électroniques $|\Psi\rangle = |J, m_J\rangle$, et peut ainsi, d'après STECK [2001], être directement lié au taux de décroissance naturelle entre deux états

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J+1}{2J'+1} |\langle J || \mu || J' \rangle|^2 \quad (3.14)$$

où $|J\rangle$ et $|J'\rangle$ dénotent respectivement les états de moment cinétique total électronique de départ et d'arrivée.

Pour des atomes multiniveaux, il est possible d'écrire la correction aux énergies des états qui ont subi le déplacement lumineux, en utilisant les éléments de la matrice réduite

$$\Delta E_k(r) = U_k(r) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I(r) \times \sum_l \frac{c_{kl}^2}{\Delta_{kl}} \quad (3.15)$$

où le potentiel dipolaire U_k créé par la lumière et le déplacement lumineux ΔE_k sont équivalents GRIMM et collab. [2000]. L'équation 3.15 considère l'addition des contributions de toutes les transitions possibles, tenant compte de leurs poids c_{kl} , et de leurs désaccords Δ_{kl} par rapport à la lumière laser.

3.3 Déplacement lumineux différentiel et imagerie sub-longueur d'onde

3.3.1 Activation sélective des sites du réseau

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, il est possible de simuler le comportement des systèmes périodiques de la physique du solide, en utilisant des atomes froids piégés dans un potentiel périodique. Cela revient à moduler spatialement, de manière périodique, l'énergie de l'état fondamental des atomes. Pour ce faire, la méthode conventionnellement utilisée consiste à placer les atomes dans le champ d'une onde stationnaire de période $\lambda'/2$, créée par deux faisceaux laser contre-propageants de fréquence $\omega' = 2\pi/\lambda'$, et à utiliser l'interaction par effet Stark pour habiller l'état fondamental.

Pour imager les atomes dans ce réseau optique, il faut que le laser d'imagerie, de fréquence ω , soit à résonance avec la transition entre l'état fondamental et l'état excité à la position de piégeage des atomes. Il est ensuite possible de les détecter en regardant

la lumière émise par fluorescence lors de la désexcitation spontanée de l'état excité. Ce processus est schématisé dans la figure 3.4.

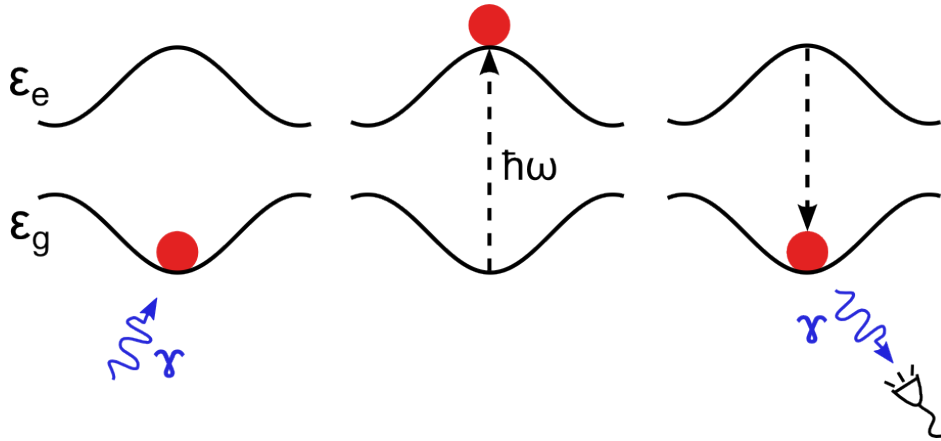


FIGURE 3.4 – Processus de détection d'atomes dans un site du réseau optique. Un photon γ qui comporte une énergie $\hbar\omega$ est absorbé par un atome piégé dans l'état ε_g , dans une position où la transition $\varepsilon_g \rightarrow \varepsilon_e$ est à résonance avec le photon. L'apport énergétique produit une excitation de l'atome vers l'état ε_e . Après un court moment, l'atome se désexcite et tombe sur l'état ε_g , tout en émettant spontanément un nouveau photon γ par fluorescence. Il est ensuite possible de détecter ces photons émis avec un photodétecteur.

Comme l'effet Stark induit un déplacement lumineux dont l'homogénéité spatiale dépend du profil d'intensité de la lumière, il est envisageable de produire un déplacement lumineux périodique, en couplant les états fondamental et excité d'un atome avec une onde lumineuse, qui aurait un aussi profil d'intensité périodique. C'est le cas du champ d'une onde stationnaire à ω' . Dans ce cas, les deux états de la transition en question seront modulés spatialement avec une période $\pi c/\omega'$, mais en opposition de phase l'une par rapport à l'autre. Les atomes piégés dans tous les sites seront donc excités par le même laser d'imagerie, et la caméra détectera les photons provenant de tous les atomes en même temps (voir la figure 3.5a). Dans une telle situation, si la distance entre deux sites voisins du réseau est trop proche de la limite de diffraction donnée dans l'équation 3.1, les sources de lumière provenant de ces sites ne pourront pas être résolues indépendamment, et il ne sera pas possible d'identifier dans quel site les atomes détectés seront piégés.

Considérons maintenant le cas où l'état excité puisse additionally être couplé à une onde stationnaire de période $\lambda''/2$, générée par un laser de fréquence $\omega'' = 2\pi c/\lambda''$, sans que l'état fondamental soit affecté. Ceci produit une situation où la modulation spatiale est différente pour chaque état, le fondamental étant modulé avec une période $\lambda'/2$ et l'excité avec une période $\lambda''/2$. Cette configuration présente une dépendance spatiale de la fréquence ω , que le laser d'imagerie doit avoir pour être à résonance avec la transition atomique, ce qui est connu comme déplacement lumineux différentiel. En fonction du site du réseau où ils se trouvent, les atomes seront ou ne seront pas à résonance avec le laser d'imagerie (voir la figure 3.5b).

Il existe deux moyens dans ce cas pour sélectionner les sites du réseau qui seront actifs. Premièrement, comme la fréquence de résonance sur chaque site est a priori différente, il est naturel d'envoyer des pulses du faisceau de détection ayant des fréquences ω différentes. Chaque pulse sera en résonance avec un site en particulier, ce qui permettra d'activer uniquement le site en question. L'autre possibilité est de modifier la phase relative ϕ entre les deux réseaux optiques. Puisque la fréquence de résonance sur chaque site

dépend de la phase entre les réseaux optiques, il serait envisageable d'utiliser une seule fréquence du laser de détection, et de faire varier φ pour rendre les sites les uns après les autres en résonance avec cette seule fréquence de détection. Cette dernière possibilité, qui est moins intuitive que la première, sera décrite de façon plus détaillée postérieurement dans cette section.

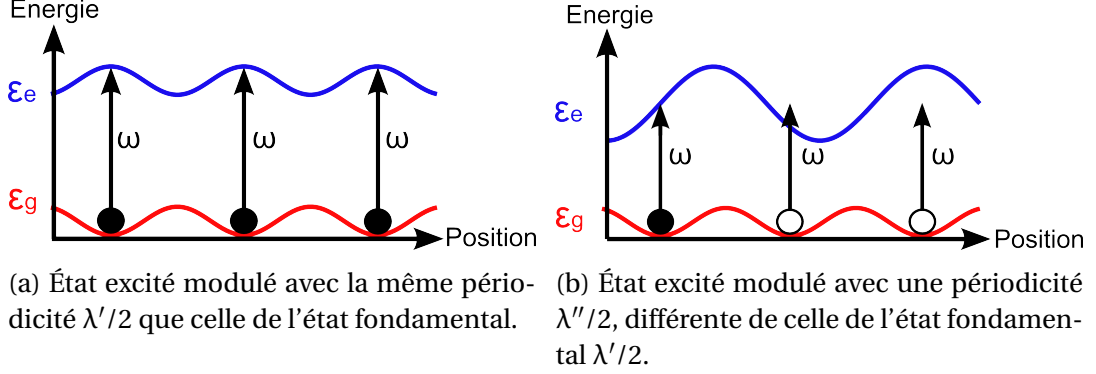


FIGURE 3.5 – Différentes configurations pour la transition d'imagerie. Les billes noirs représentent des atomes qui sont excités par le laser, et les billes transparentes ceux qui ne le sont pas. Dans la figure 3.5a, tous les atomes voient la lumière de fréquence ω . Dans la figure 3.5b, seulement les atomes piégés dans les sites à résonance verront la lumière de fréquence ω

La figure 3.6 représente le mécanisme de l'utilisation de plusieurs pulses de détection à des fréquences, pour l'activation sélective des sites du réseau. En envoyant plusieurs pulses du laser d'imagerie à des fréquences ω différentes, les sites du réseau peuvent être activés par groupes. Chaque pulse produit une image contenant seulement les atomes piégés dans le groupe de sites à résonance avec la fréquence du pulse lumineux. En analysant ensuite les images, il est possible d'identifier la position où les atomes ont été détectés pour une fréquence ω donnée. Cela permet de reconstruire une image super-résolue dans laquelle les atomes piégés dans des sites voisins sont identifiés (voir la figure 3.6), et cela, même si la distance qui les sépare est inférieure à la limite de diffraction.

La déplacement lumineux différentiel entre deux états peut en effet, être utilisé avec le ^{87}Rb pour la détection sub-longueur d'onde des sites d'un réseau optique. Les mécanismes qui ont lieu dans sa structure électronique sont détaillés dans le paragraphe suivant.

3.3.2 Mécanismes dans la structure électronique du ^{87}Rb

Comme nous l'avons vu précédemment, les deux états de la transition d'imagerie doivent être modulés avec des périodicités différentes. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser deux lasers avec des longueurs d'onde de 1064 nm et de 1530 nm.

Ce choix se justifie par plusieurs critères :

- Le laser à 1064 nm sera à la fois utilisé pour générer le piège dipolaire de notre évaporation hybride et pour générer le réseau optique, ce qui simplifie notre montage expérimental. Dans les deux cas, l'énergie potentielle de l'état fondamental est modulée spatialement¹. Étant très loin de résonance (1064 nm pour 780 nm et 795

1. Lorsque les atomes sont piégés dans ce réseau optique, le désaccord de la lumière laser à 1064 nm (~ 200 nm) est très grand devant la levée de dégénérescence du couplage hyperfin (~ 6 cm) dans les lignes D1 et D2 du ^{87}Rb , la structure et transitions hyperfines peuvent donc être négligées. Dans cette situation, l'énergie des états fondamental et excité dépend uniquement des moments cinétiques électroniques totaux J et sont respectivement $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$.

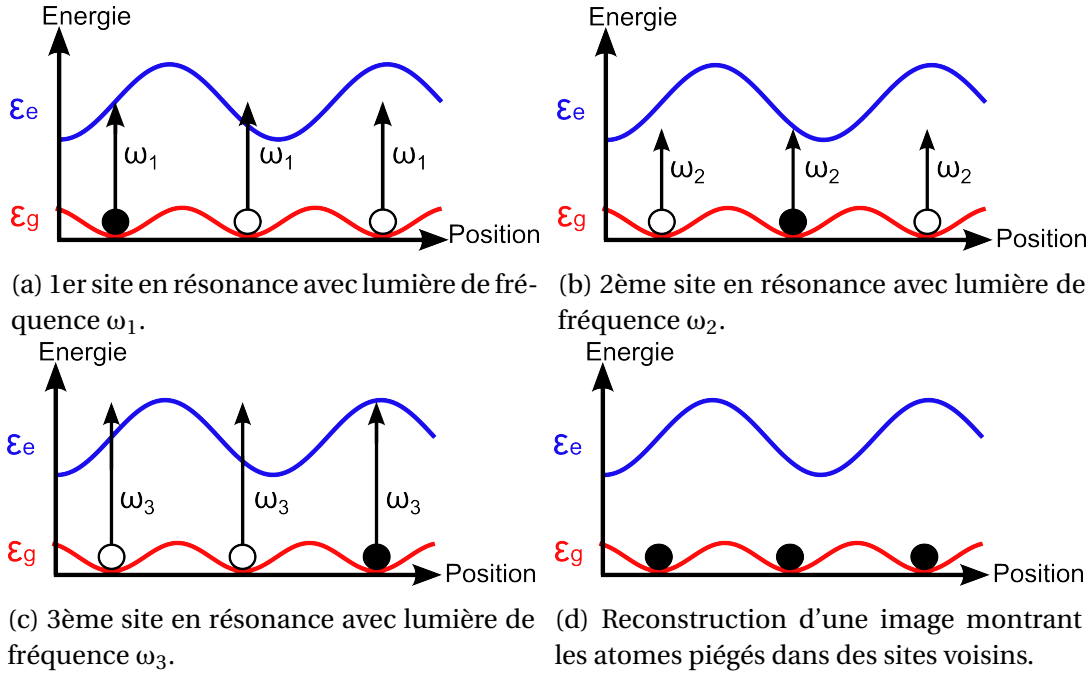


FIGURE 3.6 – En balayant la fréquence du faisceau d'imagerie, il est possible d'activer sélectivement les sites du réseau, et de reconstruire à posteriori une image qui différencie la position des atomes dans deux sites voisins.

nm), d'autres longueurs d'onde auraient pu convenir. Néanmoins notre choix a été guidé par des contraintes technologiques liées à la nécessité d'avoir de grandes puissances lumineuses tout en conservant une bonne finesse spectrale. Nous nous sommes donc orientés vers un laser de type Mephisto (laser solide).

- Le choix de la longueur d'onde de 1530 nm est entièrement contraint par la structure électronique du ^{87}Rb . Pour avoir une modulation forte de l'état excité $5P_{3/2}$ tout en ayant un effet négligeable sur l'état fondamental $5S_{1/2}$, il faut se placer suffisamment près d'une transition de l'état $5P_{3/2}$ vers un état de plus forte excitation électronique. Dans notre expérience nous tirerons parti du moment dipolaire élevé des transitions $5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ (1529.366 nm) et $5P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$ (1529.261 nm), dont les propriétés pertinentes dans notre contexte sont listées dans le tableau 3.1. En utilisant un désaccord Δ faible entre le laser à 1530 nm et ces transitions, il est possible de produire, avec relativement peu de puissance lumineuse, un déplacement lumineux dans l'état excité $5P_{3/2}$ fort, comparé à celui créé par le laser à 1064 nm qui couple les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. La modulation résiduelle de l'état $5S_{1/2}$ par le laser à 1530 nm peut être réduite en diminuant l'intensité du laser et le désaccord Δ pour maintenir constante la modulation de l'état excité. Le prix à payer est alors une augmentation du taux d'émission spontanée induit par le laser à 1530 nm sur la transition vers les états $4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$. Une analyse plus quantitative est faite postérieurement dans ce chapitre.

Les deux états sont ainsi modulés avec une périodicité $\lambda_{1064}/2 = 532$ nm pour $5S_{1/2}$ et $\lambda_{1530}/2 = 765$ nm pour $5P_{3/2}$. Il est aussi attendu que le laser à 1064 nm se couple aux transitions T_3 et T_4 . Cette contribution devra être prise en compte dans le calcul de la modulation de l'état $5P_{3/2}$ total, d'autant qu'ayant un désaccord de signe opposé, elle se soustrait à la contribution principale liée au laser à 1530 nm. Par souci d'exactitude, nous prenons également en compte la contribution du laser à 1530 nm sur la transition T_2 , bien que les désaccords aux transitions T_3 et T_4 aient plusieurs ordres de grandeur de

Transition	λ (nm)	μ (ea_0)
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (T_1)	794.979	4.221
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ (T_2)	780.241	5.956
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$ (T_3)	1529.261	3.633
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ (T_4)	1529.366	10.899

TABLEAU 3.1 – Moment dipolaire des transitions utilisées pour l'imagerie sub-longueur d'onde. Les valeurs de μ sont données en unités ea_0 , où e est la charge élémentaire et a_0 le rayon de Bohr. Ces données se trouvent dans CLÉMENT et ARORA et collab. [2007].

différence.

Les différentes longueurs d'onde utilisées sur la structure électronique du ^{87}Rb sont montrées dans la figure 3.7.

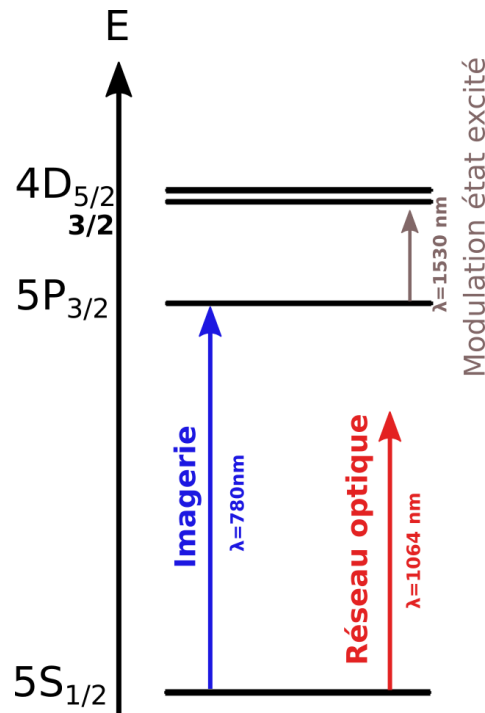


FIGURE 3.7 – Longueurs d'onde des lasers de modulation des états et de détection. Elles sont comparées avec les transition utilisées dans la structure électronique du rubidium 87.

L'état $5P_{3/2}$ est modulé de manière comparable par le couplage des lasers aux transitions T_3 et T_4 , qui ne sont séparées que de ~ 0.1 nm. Les effets du couplage à ces deux transitions rentrent en compétition, le principal effet étant celui qui provient de la transition T_4 , dont le moment dipolaire est environ trois fois plus important que celui de la transition T_3 . Pour la suite donc, seulement le couplage à la transition T_4 est considéré.

Nous allons maintenant chercher à déterminer quantitativement l'amplitude de chacune des contributions en fonction des paramètres expérimentaux. D'après l'expression 3.15, il est nécessaire de connaître la valeur des coefficients c_{kl} et de l'expression de l'intensité des lasers. Ceci est traité dans les paragraphes qui suivent.

3.3.3 Coefficients de couplage

Pour calculer les coefficients c_{kl} utilisés dans l'expression 3.15, il faut considérer le moment dipolaire μ_{kl} des différentes transitions, montrées dans le tableau 3.1, ainsi que

la convention de normalisation STECK [2001]

$$||\mu||^2 = \sum_l \mu_{kl}^2 \quad (3.16)$$

ce qui, en association à l'équation 3.13, donne

$$c_{kl} = \frac{\mu_{kl}^2}{||\mu||^2} \quad (3.17)$$

3.3.4 Intensité des lasers

Le profil spatial de l'intensité des lasers est un paramètre expérimental critique pour déterminer les déplacements lumineux. Expérimentalement, pour contrôler ce paramètre au mieux, nous filtrons le mode spatial des lasers par des fibres monomodes dont le profil du champ électrique en sortie de la fibre est très bien approximé par un profil gaussien de la forme :

$$E_L(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{-r^2}{w^2(z)}} e^{-i(kz + k \frac{r^2}{2R(z)} - \psi(z))} \quad (3.18)$$

où $E_0 = E(0, 0)$ est l'amplitude du champ électrique au centre du faisceau à l'origine, $w(z)$ son rayon à $1/e^2$, w_0 son rayon au col, $R(z)$ le rayon de courbure du front d'onde du faisceau, et $\psi(z)$ est la phase de Gouy. r est la direction transverse (radiale) et z la direction de propagation (axiale).

Le profil d'intensité est alors

$$I_L(r, z) = \frac{\epsilon_0 c}{2} ||E_L(r, z)||^2 = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \times e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.19)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, c la vitesse de la lumière et P est la puissance des lasers.

L'intensité maximale est donnée par

$$I_{L_0} = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (3.20)$$

Lorsque ces faisceaux laser sont rétro-réfléchis, et que les cols des faisceaux à l'allée et au retour sont superposés et égaux, le profil d'intensité de l'onde stationnaire résultante a pour forme

$$I_s(r, z) = 4 \cos^2(kz) \times I_L(r, z) \quad (3.21)$$

et son intensité maximale est

$$I_{s0} = 4I_{L_0} \quad (3.22)$$

À partir de ces expressions, il est possible de déterminer les contributions des deux lasers au déplacement lumineux des états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, via l'interaction avec chacune des transitions en jeu. Le déplacement lumineux total des états est obtenu par la somme de déplacements induits par chacun des lasers. Pour l'état $5S_{1/2}$ par exemple, nous obtenons

$$\Delta E_{S_{1/2}} = \Delta E_{S_{1/2}}^{1064} + \Delta E_{S_{1/2}}^{1530} \quad (3.23)$$

Le laser à 1064 nm produit les contributions suivantes :

$$\Delta E_{S_{1/2}}^{1064}(r, z) = \frac{4Pc^2\Gamma}{\omega_{T_2}^3} \left(\frac{1}{\omega_{1064} - \omega_{T_1}} + \frac{2}{\omega_{1064} - \omega_{T_2}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.24)$$

$$\Delta E_{P_{3/2T_2}}^{1064}(r, z) = -\frac{4Pc^2\Gamma}{\omega_{T_2}^3} \left(\frac{3}{\omega_{1064} - \omega_{T_2}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.25)$$

$$\Delta E_{P_{3/2T_4}}^{1064}(r, z) = \frac{4Pc^2\Gamma}{\omega_{T_4}^3} \left(\frac{0.3}{\omega_{1064} - \omega_{T_3}} + \frac{2.7}{\omega_{1064} - \omega_{T_4}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.26)$$

Alors que le laser à 1530 nm produit les suivantes :

$$\Delta E_{S_{1/2}}^{1530}(r, z) = \frac{4Pc^2\Gamma}{\omega_{T_2}^3} \left(\frac{1}{\omega_{1530} - \omega_{T_1}} + \frac{2}{\omega_{1530} - \omega_{T_2}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.27)$$

$$\Delta E_{P_{3/2T_2}}^{1530}(r, z) = -\frac{4Pc^2\Gamma}{\omega_{T_2}^3} \left(\frac{3}{\omega_{1530} - \omega_{T_2}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.28)$$

$$\Delta E_{P_{3/2T_4}}^{1530}(r, z) = \frac{4Pc^2\pi\Gamma}{2\omega_{T_4}^3} \left(\frac{0.3}{\omega_{1530} - \omega_{T_3}} + \frac{2.7}{\omega_{1530} - \omega_{T_4}} \right) \frac{1}{w(z)^2} \cos^2(kz) e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.29)$$

3.3.5 Amplitude du déplacement lumineux différentiel

Nous allons maintenant analyser de manière quantitative le déplacement lumineux produit par les deux lasers dans les état de la transition cyclante, c'est-à-dire $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, conformément aux équations 3.24-3.29.

État fondamental $5S_{1/2}$

Pour des valeurs d'intensité dans notre contexte expérimental, l'allure et la profondeur d'un réseau optique que notre expérience pourrait générer dans l'état fondamental peuvent être vues dans la figure 3.8.

Le désaccord des deux lasers par rapport à la transition T_2 étant de même signe, leurs contributions s'ajoutent. Néanmoins, comme l'intensité du laser 1064 nm est très grande devant celle du 1530 nm et que leur désaccord est du même ordre de grandeur, la périodicité de l'état fondamental est principalement gouvernée par le laser 1064, et est donc 532 nm.

La figure 3.9 montre l'amplitude de ces effets dans une plage de valeurs d'intensité que nous pourrions atteindre expérimentalement avec notre montage actuel.

Puisque l'effet du laser 1530 nm peut être considéré comme négligeable, les caractéristiques du réseau optique ainsi généré sont sensiblement les mêmes que celles du réseau décrit dans le chapitre 1.

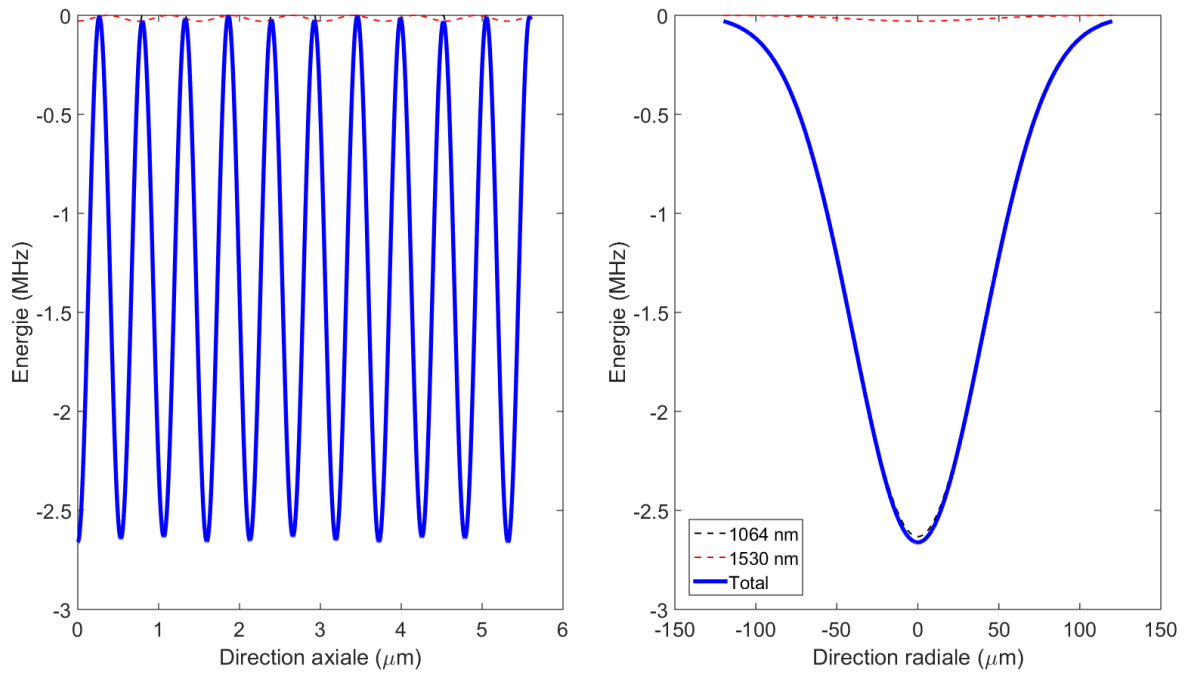


FIGURE 3.8 – Déplacement lumineux produit par les lasers 1064 nm et 1530 nm dans l'état $5S_{1/2}$ lorsqu'ils couplent la transition T_2 . Pour des rayons au col $w_0 = 80 \mu\text{m}$ et des intensités $I_{0_{1064}} = 9.6 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ et $I_{0_{1530}} = 2 \times 10^7 \text{ W/m}^2$, le rapport des deux contributions est de $\sim 90/1$.

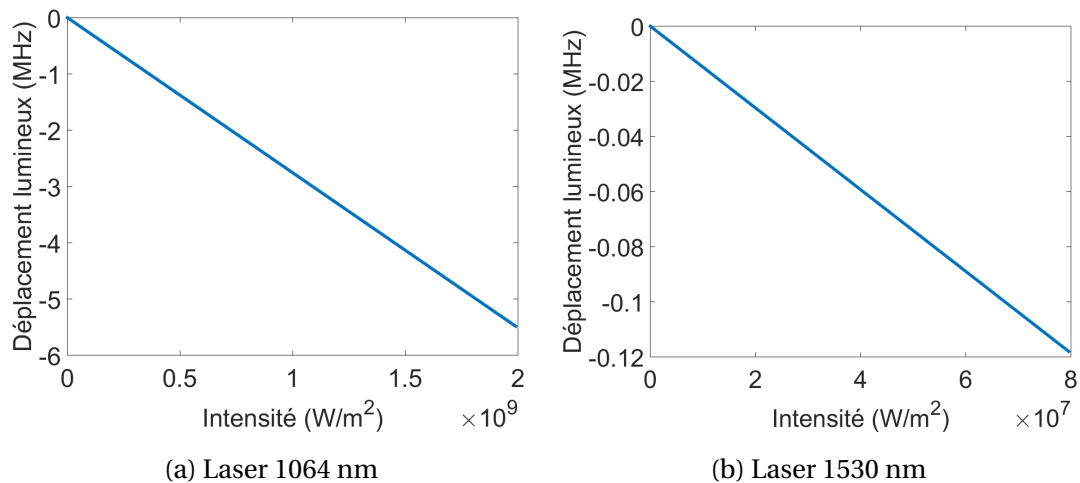


FIGURE 3.9 – Déplacement lumineux dans l'état $5S_{1/2}$ dans le point d'intensité maximale, en fonction de l'intensité des lasers 1064 nm et 1530 nm. Les intensités ont été calculées en considérant un rayon au col constant $w_0 = 80 \mu\text{m}$ pour les deux lasers, et en faisant varier la puissance entre 0 et 5 W dans le cas du laser à 1064 nm, et entre 0 et 200 mW dans le cas du laser à 1530 nm.

État excité $5P_{3/2}$

Le désaccord de fréquence faible entre le laser 1530 nm et la transition T_4 , nous permet d'atteindre un déplacement lumineux de l'état $5P_{3/2}$ principalement gouverné par ce laser. En d'autres termes, malgré de faible puissance à 1530 nm, nous obtenons un déplacement plus important que celui induit par le couplage du laser 1064 nm à la transition T_4 (et ce même si ce dernier est beaucoup plus intense). L'amplitude du déplacement de l'état $5P_{3/2}$ est représenté sur la figure 3.10, dans une plage de paramètres expérimentaux qui peut être actuellement atteinte dans notre expérience.

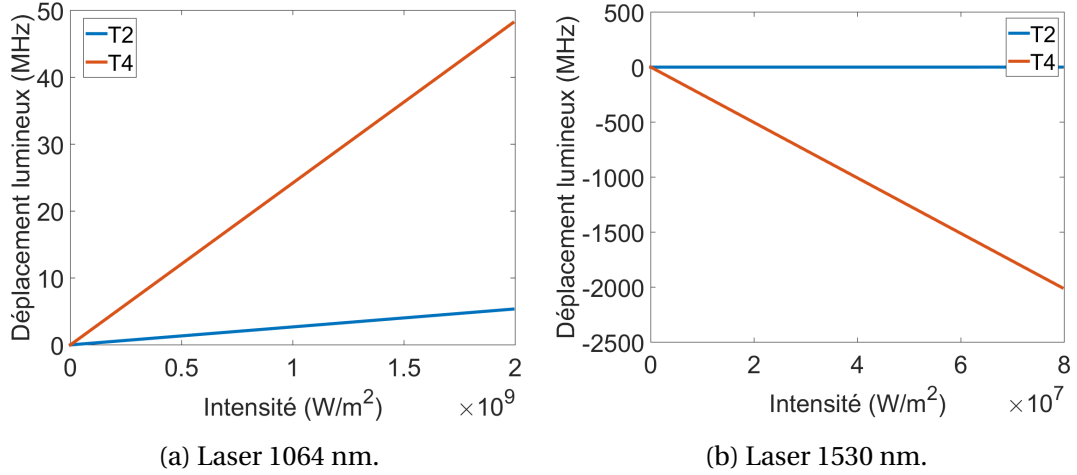


FIGURE 3.10 – Déplacement lumineux dans l'état $5P_{3/2}$. La contribution du couplage du laser 1530 nm à la transition T_4 est dominante, suivie de celle du couplage du laser 1064 à la transition T_4 . Les contributions provenant du couplage des deux lasers à la transition T_2 sont négligeables.

Nous avons considéré ici un désaccord sur le rouge, *i.e.* la fréquence du laser à 1530 nm est inférieure aux fréquences des transitions T_3 et T_4 . Le déplacement lumineux est donc dans le même sens pour l'état $5P_{3/2}$ et pour l'état $5S_{1/2}$. La contribution du couplage du laser 1064 à la transition T_4 n'est pas négligeable pour le calcul du déplacement lumineux total. Ce couplage n'influence pas le pas de la modulation de l'état $5P_{3/2}$ qui est principalement gouverné par l'influence du laser 1530 nm et qui est donc proche de 765 nm. Il affecte en revanche l'amplitude de modulation totale qui n'est pas constante dans l'espace (voir la figure 3.11).

3.3.6 Repompage des atomes vers les sites activés

Pour être en mesure de détecter les atomes, il faut que le rapport signal à bruit du signal détecté soit suffisamment élevé, ce qui impose qu'un nombre raisonnable de photons arrive au photodétecteur. Pour cela, un nombre encore plus important de photons doit être diffusé par chaque atome. Pour qu'un atome puisse diffuser un photon, il faut d'abord qu'il en absorbe un. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, lorsqu'un atome absorbe un photon, l'impulsion de ce dernier est transmise à l'atome. Cette impulsion engendre une accélération et donc un changement dans la position de l'atome. Cependant, comme nous venons de l'expliquer, notre but est de créer une grande dépendance spatiale de la fréquence nécessaire pour exciter les atomes. Il est envisageable dans ce cas, qu'après avoir absorbé seulement quelques photons, l'atome ne se trouve plus dans une position à résonance, devenant ainsi invisible à la lumière de détection, qui est

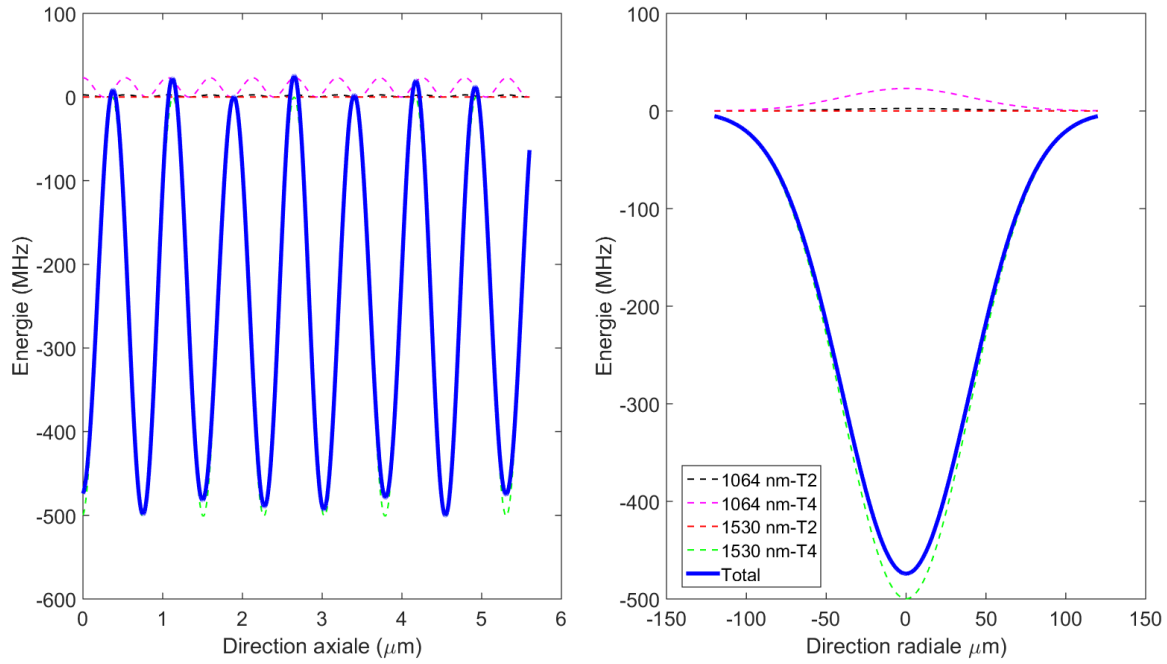


FIGURE 3.11 – Déplacement lumineux produit par les lasers 1064 nm et 1530 nm dans l'état $5P_{3/2}$ lorsqu'ils couplent les transitions T_2 et T_4 . Pour les mêmes conditions expérimentales que pour l'état $5S_{1/2}$, les deux contributions les plus importantes proviennent du couplage des deux lasers à la transition T_4 , étant celle du laser 1530 nm ~ 22 fois plus importante que celle du laser 1064 nm. Les autres contributions sont négligeables.

quant à elle de fréquence constante. Ceci pourrait sévèrement réduire nos chances de détecter les atomes.

La solution que nous proposons pour éviter cela, consiste à annuler momentanément la dépendance spatiale de la fréquence d'imagerie pendant la détection, tout en gardant la sélectivité des sites à imager. Ceci est possible si, pendant la détection, seuls les atomes dans le site à imager sont piégés dans le réseau optique de l'état $5S_{1/2}, F = 2$. Pour cela, il est possible de se servir de l'état $5S_{1/2}, F = 1$ pour piéger tous les autres atomes, puisque l'amplitude et la périodicité du déplacement lumineux dans cet état sont les mêmes que celles dans l'état $5S_{1/2}, F = 2$.

Comme l'état $5S_{1/2}, F = 1$ est de plus basse énergie que l'état $5S_{1/2}, F = 2$, en absence de faisceau repompeur, les atomes vont naturellement être piégés dans le premier. Pour être imagés, les atomes peuvent ensuite être repompés vers l'état $5S_{1/2}, F = 2$, puisqu'il suffit qu'ils absorbent quelques photons seulement pour être repompés, évitant ainsi le problème original. La sélection des sites à activer se ferait par un balayage de la fréquence du faisceau repompeur. Une fois que les atomes du site activé se trouvent piégés dans l'état $5S_{1/2}, F = 2$, nous éteignons le laser à 1530 nm qui module l'état excité $5P_{3/2}$, ce qui fait disparaître la dépendance spatiale de la fréquence de résonance. Si les atomes bougent par la suite à cause de l'absorption de photons, la fréquence du laser nécessaire pour les exciter reste sensiblement la même.

Cette séquence d'actions est schématisée dans la figure 3.12.

3.3.7 Périodicité des sites détectés

Comme il a été déjà noté, avec une même fréquence d'imagerie ω , nous devrions activer/détecter plusieurs sites du réseau optique en même temps. Les sites activés dé-

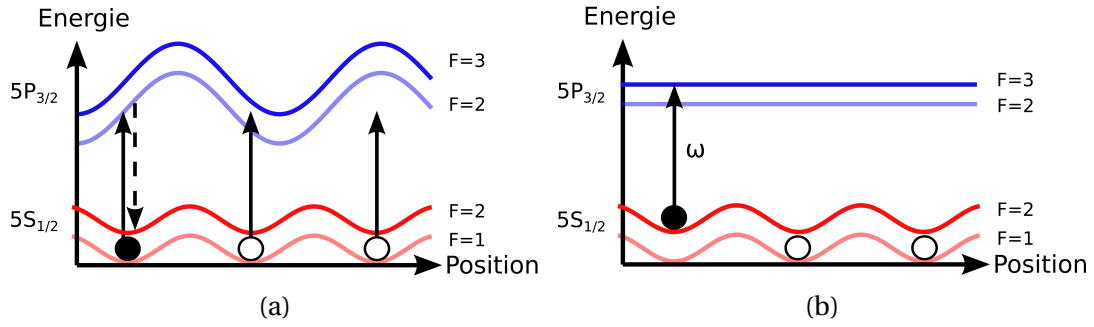


FIGURE 3.12 – Figure 3.12a : les atomes se trouvent initialement piégés dans l'état $5S_{1/2}, F = 1$, qui a la même périodicité et amplitude que l'état $5S_{1/2}, F = 2$. Dans cet état, ils ressentent la dépendance spatiale de fréquence de résonance. Ils sont ensuite repompés sélectivement vers l'état $5S_{1/2}, F = 2$ via la transition $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$. Figure 3.12b : Une fois que les atomes du site activé ont été repompés vers l'état $5S_{1/2}, F = 2$, le faisceau laser à 1530 nm est éteint et la dépendance spatiale de la fréquence de résonance disparaît. Un faisceau d'imagerie à fréquence ω constante peut ensuite induire la diffusion de photons en grande nombre, nécessaire pour la détection des atomes.

pendent à priori de la périodicité exacte des deux modulations, ainsi que de leur phase en un point. Pour améliorer la reproductibilité de l'expérience et faciliter l'analyse, il serait préférable que les sites activés soient espacés de façon périodique et séparé d'un nombre minimal de périodes.

Les périodicités avec lesquelles sont modulés les états de la transition d'imagerie (532 nm et 765 nm), ne sont pas dans un rapport fractionnel particulièrement simple. Les puits activés avec la même fréquence d'imagerie ne sont donc pas espacés de manière régulière. Cependant, la période des réseaux optiques créés et la longueur d'onde des lasers utilisés, peuvent être rendues indépendantes en introduisant un angle entre le laser à 1064 nm et les trajets aller et retour du laser à 1530 nm, comme montré dans la figure 3.13. De cette manière, il est possible de modifier la périodicité relative des réseaux pour obtenir un rapport de période simple.

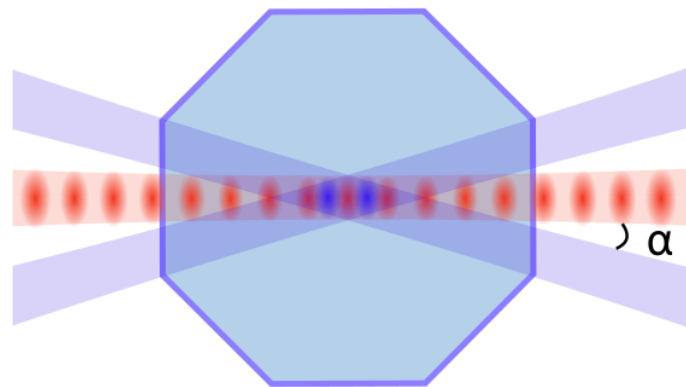


FIGURE 3.13 – Le réseau optique créé par la rétro réflexion du faisceaux 1064 nm (en rouge) forme un angle α avec le réseau optique créé par le croisement des faisceaux aller et retour du laser à 1530 nm (en bleu), dans la région où se trouvent les atomes. La périodicité de la modulation du faisceaux 1530 nm ressentie par les atomes dépend alors de α .

La condition pour que les sites activés soient espacés périodiquement est

$$n_1 T_{1064} = n_2 T_{1530} \quad (3.30)$$

où n_1 et n_2 sont les nombres entiers des périodes de 1064 et 1530, et $T_{1064} = 532$ nm et $T_{1530} = 765$ nm les périodicités des lasers 1064 et 1530, respectivement. Lorsqu'un angle α est introduit entre le faisceau à 1064 nm et les faisceaux aller et retour à 1530 nm, la périodicité du laser 1530 à 1530 nm perçue par les atomes devient dépendante de α

$$T'_{1530} = T_{1530} \cos \alpha \quad (3.31)$$

En combinant les équations 3.30 et 3.31, la condition de périodicité peut être réécrite comme

$$\cos \alpha = \frac{n_1 T_{1064}}{n_2 T'_{1530}} \quad (3.32)$$

L'idée est ensuite de trouver pour quelles valeurs de α , le rapport de fraction entre les périodes des deux faisceaux devient simple.

Dans notre cas, ces valeurs sont limitées par les dimensions de la fenêtre de l'enceinte à vide à travers laquelle passeront les deux faisceaux. Comme son rayon est de $r = 20$ mm et la distance atomes-fenêtre est $d = 101.4$ mm, l'angle maximale qu'il est possible de produire est $\alpha = 11^\circ$. L'intégralité des valeurs que α peut avoir entre 0° et 11° , ainsi que les possibles valeurs n_1 et n_2 sont résumées dans le tableau 3.2.

α (°)	n_1	n_2
1.5	23	16
3.8	33	26
4.6	43	30
6.5	10	7
7.9	47	33
8.3	37	26
8.8	27	19
9.2	44	31
9.9	17	12
10.5	41	29
11	24	17

TABEAU 3.2 – Différentes valeurs possibles pour α , n_1 et n_2 , compte tenu des dimensions de l'enceinte à vide.

Parmi les valeurs affichées dans le tableau 3.2, celle qui est la plus convenable est $\alpha = 6.5^\circ$ puisqu'elle minimise l'espacement entre les puits qui sont activés avec la même fréquence de résonance. De cette manière, nous aurons à générer globalement un nombre minimal de fréquences ω pour activer tous les puits du réseau. Cette configuration est représentée dans la figure 3.14. Elle correspond à imager un site du réseau tous les dix sites, et à utiliser pour cela sept oscillations du réseau à 765 nm.

3.3.8 Influence de la phase spatiale entre les lasers

Comme il a été dit précédemment, suite à l'établissement du déplacement lumineux différentiel entre les deux états de la transition d'imagerie, nous disposons de deux moyens pour sélectionner les sites qui seront activés : en réalisant des sauts $\Delta\omega$ de la fréquence d'imagerie, et en modifiant la phase relative φ entre les deux lasers. Il est en effet relativement simple de réaliser que la fréquence de résonance des différents sites dépend

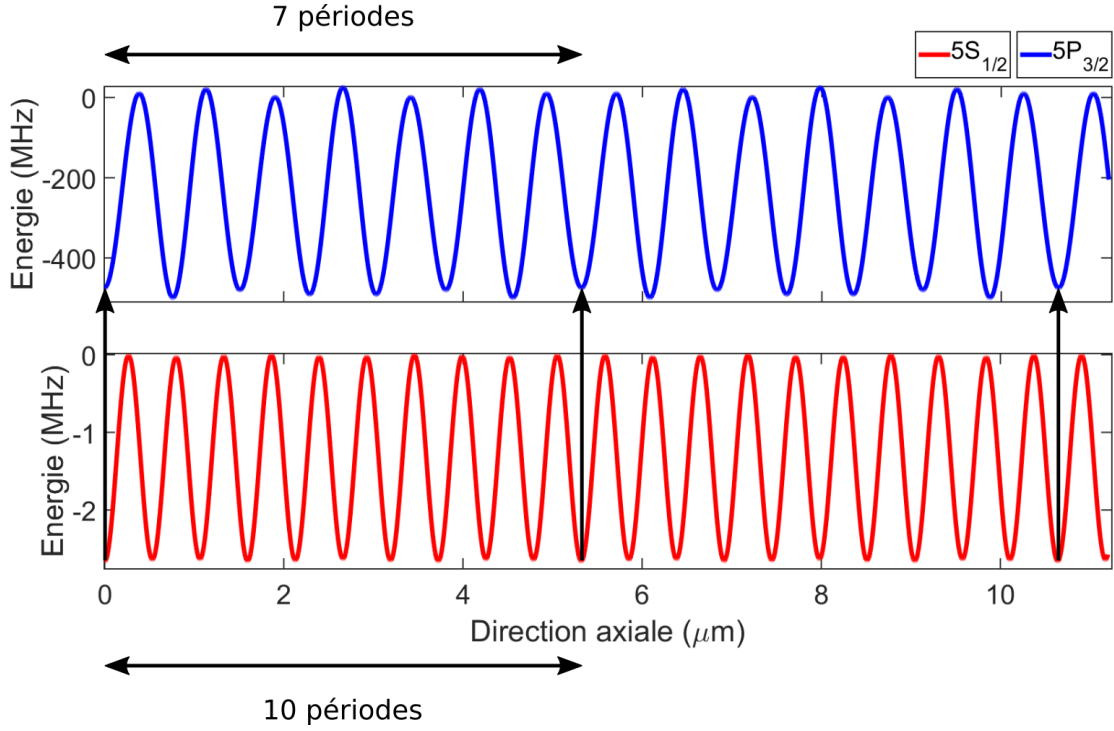


FIGURE 3.14 – Proportionnalité fractionnelle entre les périodes des lasers 1064 (rouge) et 1530 (bleu) lorsque $\alpha = 6.5^\circ$.

fortement de φ . Pour illustrer cette dépendance, considérons d'abord le cas simplifié, représenté dans la figure 3.15, où les deux états sont modulés avec la même périodicité. La fréquence de résonance des sites acquiert une valeur minimale quand les deux faisceaux sont en phase ($\varphi = 0$), et une valeur maximale quand ils sont en opposition de phase ($\varphi = \pi$).

Dans notre cas, c'est-à-dire, deux états modulés avec des périodicités différentes, il est difficile d'établir une relation simple et directe entre φ et ω , car ω est à priori différent pour les dix sites qui forment le groupe périodique du réseau. Nous nous sommes donc intéressés à caractériser la réponse en fréquence de chaque site pour des phases φ différentes. La distribution atomique sur les vingt premiers sites du réseau, dans le cas où $\varphi = 0$, est représentée dans la figure 3.16. Il s'agit d'une simulation de la distribution atomique, lorsque le premier site du réseau est activé grâce au déplacement lumineux différentiel. C'est ce genre de distribution que nous nous attendons à utiliser comme source de lumière pour notre système de détection sub-longueur d'onde. Comme nous pouvons le voir, les 1er, 11ème et 21ème sites sont effectivement activés, ce qui correspond à la périodicité attendue de dix sites. Nous notons aussi que les 4ème, 8ème, 14ème et 18ème sites subissent une activation résiduelle non négligeable. De plus, l'endroit où l'activation résiduelle a lieu, semble présenter une symétrie spatiale par rapport aux sites qui sont visés et qui s'activent intégralement. Le rôle des symétries spatiales dans l'activation des sites est effectivement important, comme nous allons le voir.

Pour des valeurs de φ entre 0 et π , la réponse fréquentielle des dix sites qui forment le groupe périodique, est donnée en forme du taux d'excitation de la population atomique qu'ils contiennent. Elle est représentée dans la figure 3.17. Pour cette simulation, la fréquence du laser d'imagerie a été adaptée pour être systématiquement en résonance avec le premier site du réseau, pour toutes les valeurs de φ qui ont été prises en compte. Le premier site est donc toujours activé, et son taux d'excitation constitue la norme pour celui

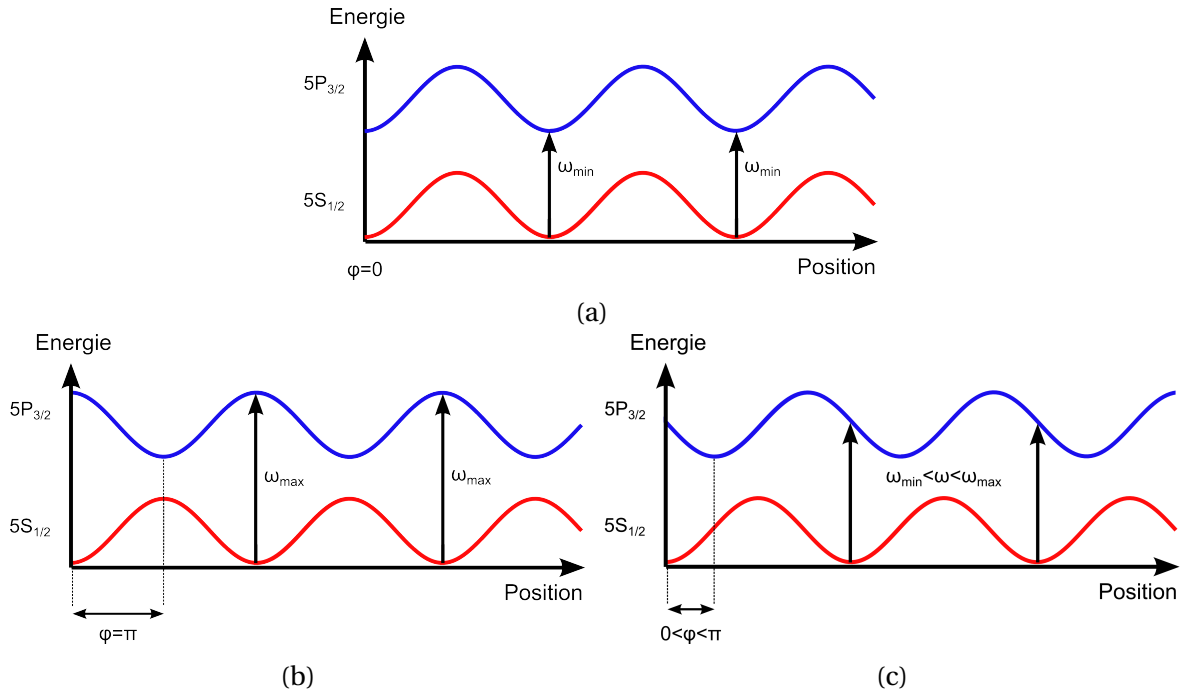


FIGURE 3.15 – Quand les deux états sont modulés avec la même périodicité, la fréquence de résonance ω est la même pour tous les sites et dépend de la phase relative φ entre les faisceaux modulateurs. ω est minimale quand $\varphi = 0$ (figure 3.15a) et maximale quand $\varphi = n\pi$ (figure 3.15b), avec n entier. Tous les autres valeurs de φ produisent des ω entre ces deux extrêmes (figure 3.15c).

des autres sites.

La première chose qui attire l'attention est le fait que pour certaines valeurs de φ , chacun des neuf sites qui ne sont pas visés s'activent au moins une fois en même temps que le premier site. La cause est à nouveau, l'existence des symétries spatiales particulières dans la position relative des deux faisceaux, pour les valeurs de φ pertinentes. La figure 3.18 illustre ces symétries spatiales, dans les cas précis où $\varphi = 0$ et $\varphi = 3\pi/4$.

En l'absence d'un bon contrôle expérimental de la phase, ceci pourrait nuire nos moyens d'analyse, qui dépendent de notre capacité à pouvoir activer un site de façon périodique tous les dix sites. L'efficacité de notre système de détection sub-longueur d'onde pourrait donc se voir compromise.

En revanche, si nous disposons d'un moyen fiable de contrôler la phase, nous pourrions la fixer à la valeur $\varphi = 3\pi/4$, et ainsi activer simultanément le premier et le sixième site. Cette situation est particulièrement arrangeante pour nous car il serait ainsi possible de réduire la périodicité des sites activés par deux, compte tenu que le sixième site est à la même distance du premier et du onzième. En faisant cela, le nombre de sites du réseau qui devront être activés indépendamment, serait réduit de moitié, c'est-à-dire cinq, ce que simplifierait notre séquence expérimentale et notre procédure d'analyse. De manière toute aussi convenable, lorsque $\varphi = 3\pi/4$, le taux d'excitation de tous les autres sites est très bas et peut être considéré comme négligeable, ce qui nous permettrait de minimiser l'intensité des sources de lumière non désirées. La figure 3.19 représente la distribution atomique obtenue sur les dix premiers sites du réseau lorsque $\varphi = 3\pi/4$.

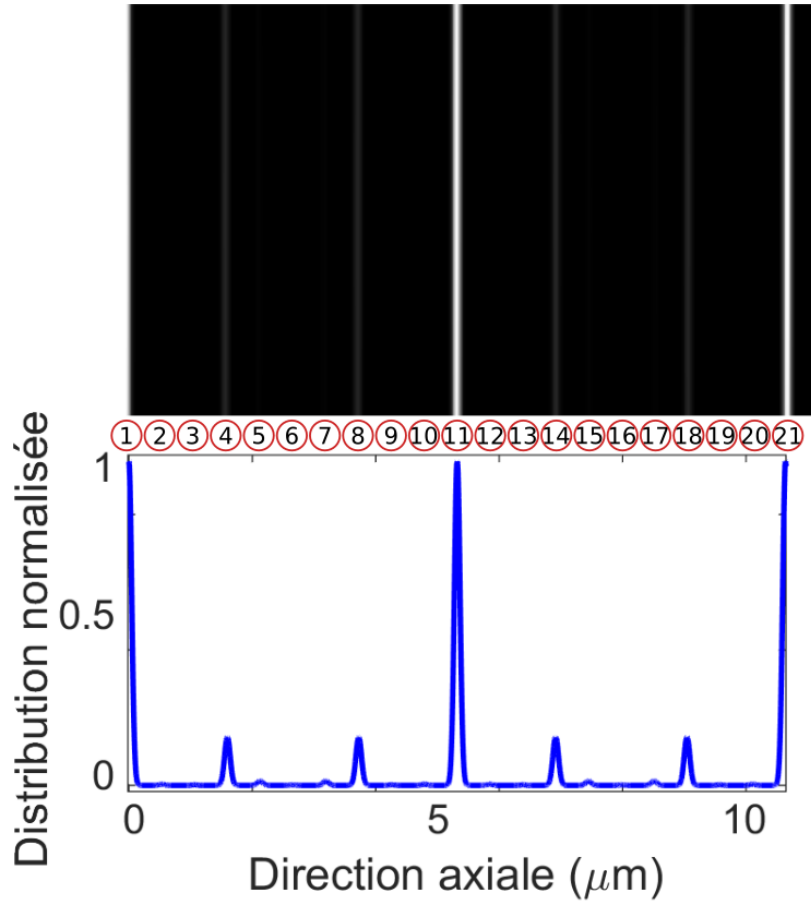


FIGURE 3.16 – Source de lumière et profil selon l’axe longitudinal, correspondants à la distribution atomique à 9 μK sur 21 sites du réseau optique. Les fréquences de résonance ont été calculées dans le fond de chaque site, c’est-à-dire, en négligeant la largeur spectrale de la distribution. Lorsque la phase spatiale φ entre les faisceaux laser à 1064 nm et 1530 nm est nulle, les sites 1, 11 et 21 sont activés. Il reste toutefois une activation résiduelle non négligeable dans les sites 4, 8, 14 et 18, qui est due à la proximité de la fréquence de résonance dans ces sites, avec celle des sites visés. Nous pouvons également noter l’existence d’une symétrie autour des sites activés, qui est due à son tour à la symétrie dans la position relative des deux réseaux optiques lorsque $\varphi = 0$. Les directions axiale et radiale de l’image ne sont pas à la même échelle.

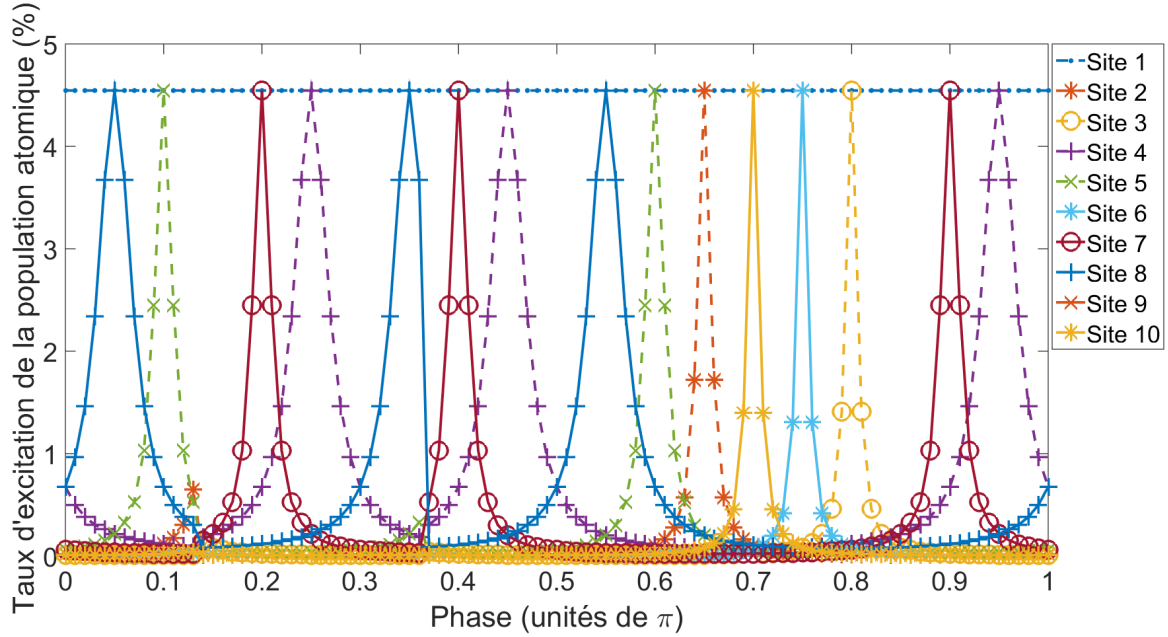


FIGURE 3.17 – La population du groupe de dix sites qui s’active périodiquement dépend de la phase φ entre les laser 1064 nm et 1530 nm. Il existe au moins une valeur de φ pour laquelle au moins un site est activé simultanément avec le premier site. Pour $\varphi = 3\pi/4$, le 6^{ième} site est activé, ce qui nous permettrait de diviser par deux la périodicité du groupe des sites activés. Le taux de population a été estimé pour une intensité du laser d’imagerie de $I_{sat}/10$.

3.3.9 Extension spatiale de la distribution atomique dans un site du réseau

Pour s’implifier l’étude des déplacements lumineux, nous avons jusqu’à présent considéré les atomes comme étant des particules ponctuelles. Ce n’est évidemment pas strictement correct puisque, même dans l’état fondamental du réseau optique, la fonction d’onde de l’atome possède une extension spatiale δz dans la direction axiale et δy dans la direction radiale, qui sont non nulles. Si le nuage se trouve dans un état excité du réseau, δz et δy seront encore plus grandes. Cette extension spatiale de la distribution de densité des atomes dans les puits du réseau optique se traduit, par le biais de la pente du déplacement lumineux différentiel ($\rho = \frac{d\omega}{dz}$), par une dépendance spatiale de la fréquence de transition. Au premier ordre, la largeur fréquentielle de la transition d’imagerie sera donnée par $\delta\omega = \rho\delta z$. En d’autres termes, la fréquence de transition d’imagerie n’est pas uniforme sur la taille de la distribution de densité. Pour imager l’ensemble de la distribution en restant à résonance, une solution consisterait par exemple à balayer la fréquence d’imagerie de la quantité $\delta\omega$.

D’un autre côté, comme nous l’avons décrit précédemment, pour sélectionner les sites du réseau que nous allons activer, il faut réaliser des sauts de fréquence du laser d’imagerie de $\Delta\omega$. Si jamais $\delta\omega$ devient comparable à $\Delta\omega$, comme décrit sur la figure 3.20, nous ne serons alors plus en mesure d’imager des sites individuels du réseau, et la détection super-résolue ne pourra pas être mise en oeuvre.

Pour éviter cette situation et exciter la totalité de la distribution sans avoir à balayer ω , nous pouvons tirer profit de la largeur spectrale $\Gamma = 6$ MHz de l’état excité. Si $\delta\omega < \Gamma$, il ne sera pas nécessaire de balayer le laser d’imagerie. Néanmoins, la condition pour discerner des sites voisins devient $\Gamma \ll \Delta\omega$. Pour un gaz thermique, il est possible d’ajuster la taille du nuage, et donc, $\delta\omega$, en jouant sur sa température. En effet, un nuage d’atomes

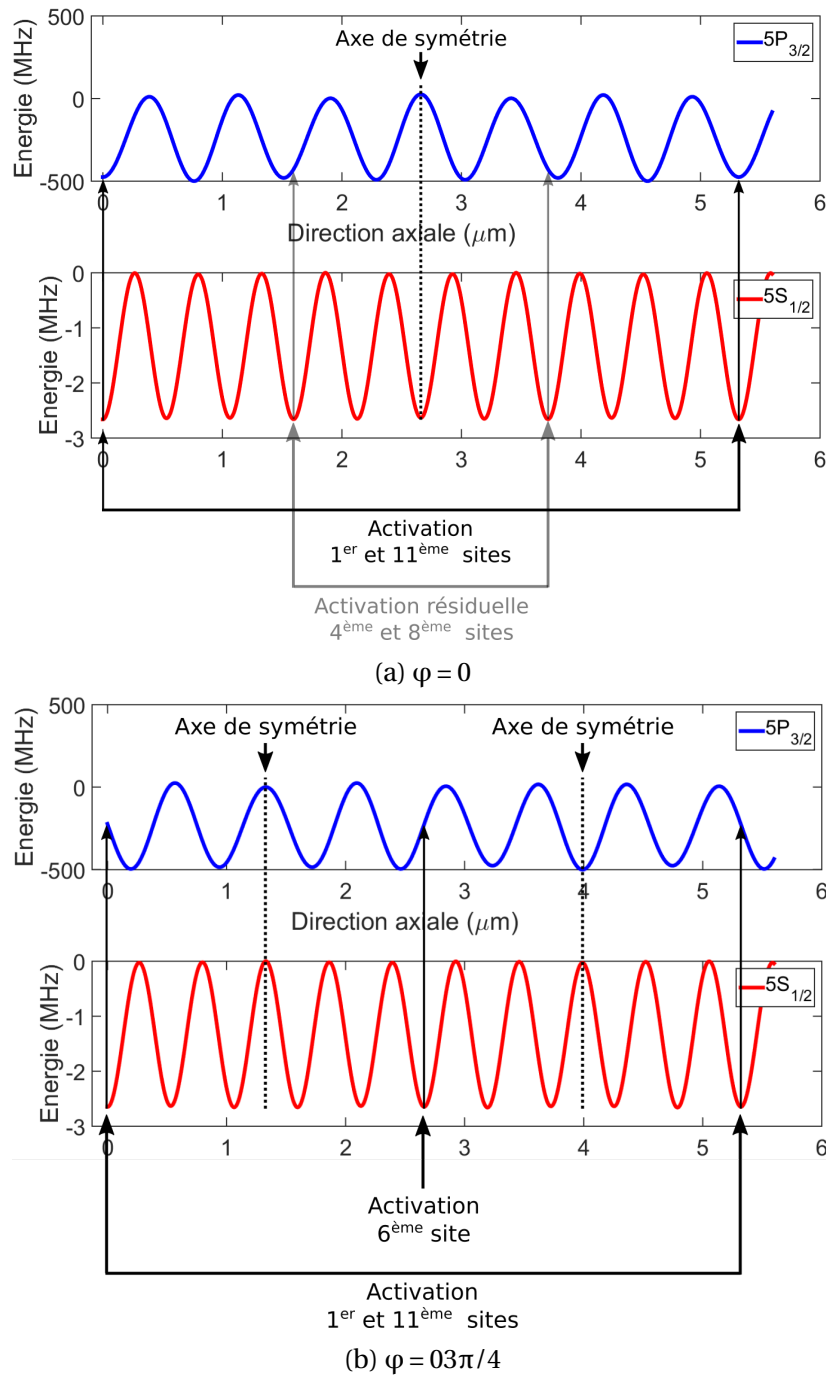


FIGURE 3.18 – Symétries spatiales existantes dans le positionnement relatif des deux réseaux optiques. Dans le cas où $\varphi = 0$ (figure 3.18a), l'axe de symétrie se trouve à la moitié de la période de 10 sites, a pour conséquence que les sites qui se trouvent à égale distance de cet axe, aient tous la même réponse en fréquence. Dans le cas où $\varphi = 3\pi/4$ (figure 3.18b), il y a deux axes de symétries sur la période de 10 sites. Ces axes se trouvent convenablement à $1/4$ et à $3/4$ de la période, ce qui permet au 6^{ième} site d'avoir la même réponse fréquentielle que le 1^{er} et le 11^{ème}.

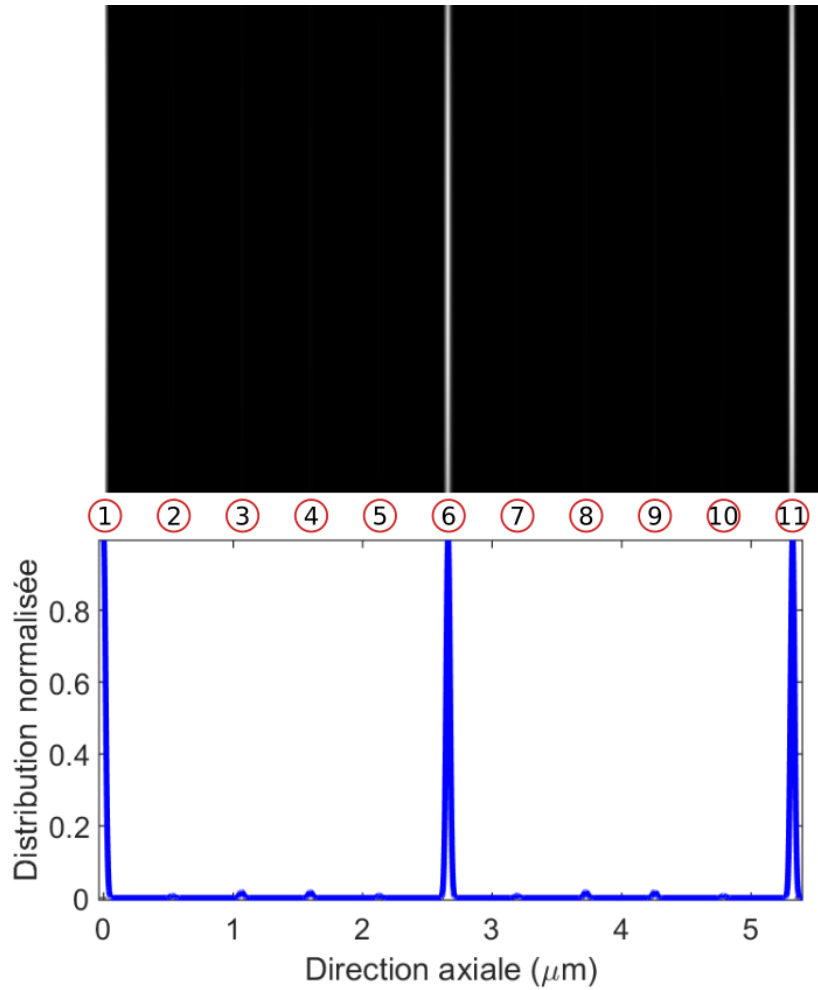


FIGURE 3.19 – Distribution atomique à 1 μK sur les 10 sites qui forment le groupe périodique du réseau optique, dans le cas où $\varphi = 3\pi/4$. Le 6^{ième} s'active simultanément avec le 1^{er}, ce qui permet de réduire de moitié la périodicité des sites activés, et ainsi simplifier notre séquence expérimentale. L'activation résiduelle dans les autres sites du réseau optique est négligeable dans ce cas.

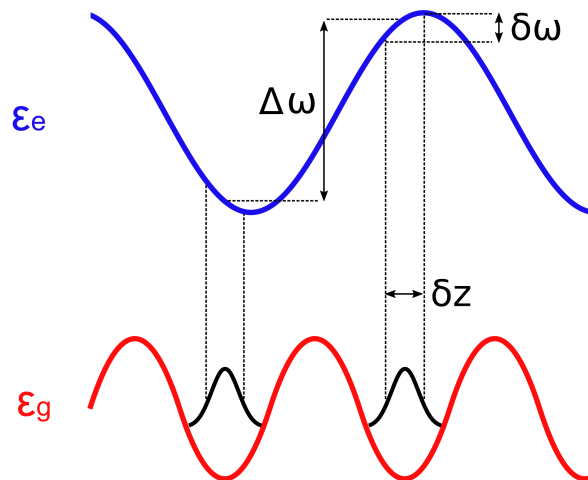


FIGURE 3.20 – L'extension spatiale δz de la distribution atomique a pour conséquence que la fréquence d'imagerie ω doit être balayée dans une plage $\delta\omega$ pour que la totalité de la distribution soit excitée. $\Delta\omega$ représente le plus petit changement de fréquence nécessaire pour activer un site différent du réseau.

bosoniques refroidis, mais dont la température est supérieure au seuil de condensation de Bose-Einstein, obéit à des lois de statistique classique, et sa distribution de densité spatiale est donnée par

$$n(\mathbf{r}) = \frac{N}{\pi^{3/2}\delta x\delta y\delta z} e^{-x^2/\delta x^2} e^{-y^2/\delta y^2} e^{-z^2/\delta z^2} \quad (3.33)$$

où N est le nombre total d'atomes et $\delta x, \delta y$ et δz sont les dimensions du nuage dans les trois dimensions de l'espace, qui sont définies comme la largeur à mi-hauteur de la distribution. Cette dernière dépend de la température d'après l'équation

$$\delta i^2 = \frac{2k_B T}{m\omega_i^2} \quad (3.34)$$

où $i = x, y, z$ et ω_i sont les fréquences de piégeage, dans ce cas, du réseau optique.

La position relative entre les puits du réseau optique et la modulation de l'état excité induit une variation de la largeur spectrale des sites ($\delta\omega$) qui atteint des valeurs extrêmes : maximale lorsque les modulations des deux états sont en quadrature et minimale lorsqu'elles sont en phase ou en opposition de phase. Ces situations sont représentées dans la figure 3.21. La figure 3.22 montre comment $\delta\omega$ évolue en fonction de la température du nuage, ainsi que les valeurs à partir desquelles elle devient comparable à Γ . Pour le calcul de δy et δz , nous avons considéré les caractéristiques du réseau optique de la figure 3.8, dont les fréquences de piégeage axiale et radiale sont respectivement $\omega_a \sim 160$ kHz et $\omega_r \sim 500$ Hz, et la profondeur est $\sim 125\mu\text{K}$. $\delta\omega$ a été évaluée dans l'état excité représenté dans la figure 3.11, dont l'amplitude de modulation vaut environ 500 MHz.

En principe, d'après la figure 3.22, il pourrait s'avérer compliqué de refroidir le nuage d'atomes dans le réseau optique jusqu'à de telles températures. Si nous voulons être sûrs de détecter l'intégralité de la distribution atomique, alors la possibilité de devoir balayer la fréquence d'imagerie ne peut pas être négligée. Mais comme il a été mentionné au début de ce paragraphe, ce balayage de $\delta\omega$ pourrait activer des sites qui ne sont pas visés. Pour évaluer quantitativement cette activation résiduelle, il faut comparer l'amplitude des deux variations de fréquence mises en jeu, $\delta\omega$ et $\Delta\omega$.

$\Delta\omega$ peut être contrôlée en modifiant l'amplitude de modulation de l'état excité, et donc en changeant l'amplitude du déplacement lumineux induit de cet état. Expérimentalement, ceci équivaut à ajuster le désaccord entre le laser 1530 nm et la fréquence de la transition T_4 . En augmentant le déplacement lumineux, le plus petit saut de fréquence $\Delta\omega$ nécessaire pour activer les différents sites augmentera également. Cependant, il en va de même pour $\delta\omega$ à température constante

La figure 3.23 nous montre que le balayage de la fréquence d'imagerie par $\delta\omega$ ne sera pas suffisamment grand pour activer d'autres sites du réseau. Ceci est d'autant plus marqué lorsque l'amplitude de modulation de l'état excité est inférieure à 500 MHz

Avec toutes ces considérations, dans la section suivante est décrit le montage expérimental que nous avons commencé à implémenter dans l'expérience pour réaliser de l'imagerie à résolution sub-longueur d'onde.

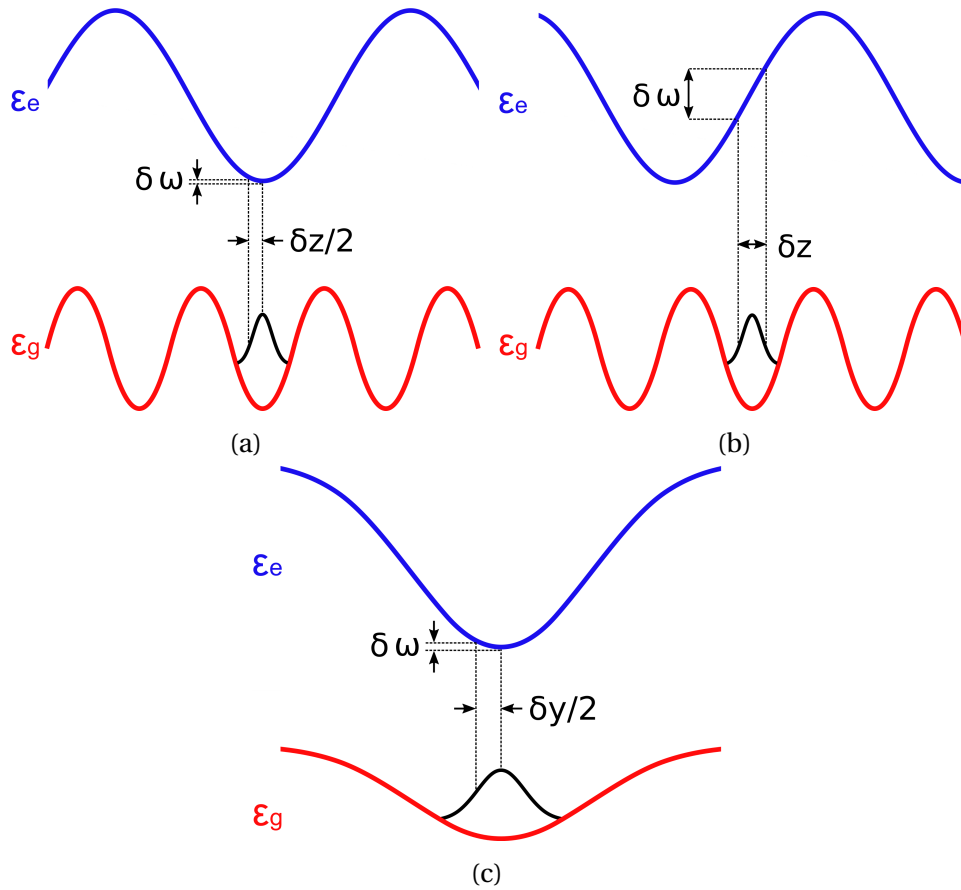


FIGURE 3.21 – Dans la direction axiale z , le positionnement relatif des deux états produit des $\delta\omega$ différents dans les différents sites du réseau optique. $\delta\omega$ est minimale lorsque le puits du réseau optique dans lequel sont piégés les atomes est aligné avec une vallée de l'état excité (figure 3.21a), alors qu'elle est maximale lorsque le fond du puits correspond à l'endroit où la pente de l'état excité est la plus grande (figure 3.21b). Dans la direction radiale y , le profil du déplacement lumineux des deux états est gaussien, ce qui fait que pour minimiser $\delta\omega$, les deux faisceaux doivent être parfaitement superposés (figure 3.21c).

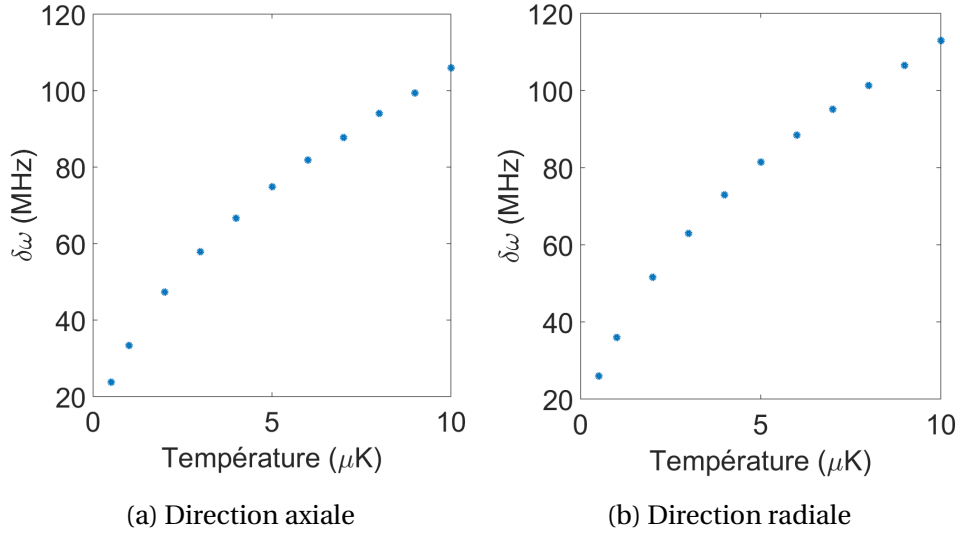


FIGURE 3.22 – Évolution de $\delta\omega$ en fonction de la température du nuage atomique. L'analyse dans les deux directions de l'espace a été faite de sorte à maximiser $\delta\omega$, c'est-à-dire, en faisant correspondre les puits de l'état fondamental à des endroits où les pentes de fréquence sont les plus raides dans l'état excité. Ces graphes montrent que pour que $\delta\omega$ soit comparable à $\Gamma = 6\text{ MHz}$, il faut que la température du nuage soit très basse, de l'ordre de quelques centaines de nK.

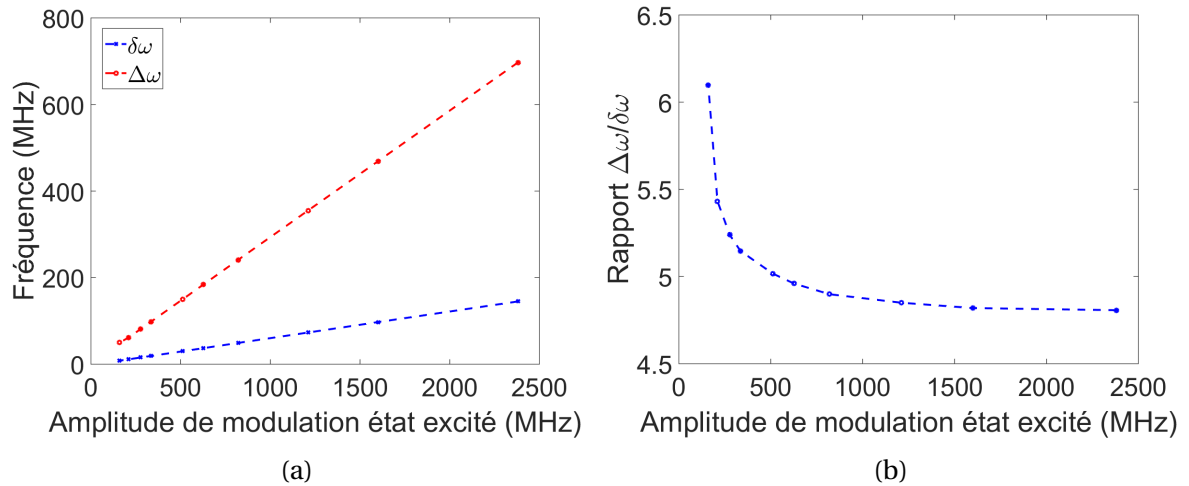


FIGURE 3.23 – Pour une distribution atomique à une température de $1\text{ }\mu\text{K}$, le balayage en fréquence $\delta\omega$ nécessaire pour exciter l'intégralité de la distribution, et le plus petit saut de fréquence pour activer un site différent, $\Delta\omega$, augmentent tous les deux avec l'amplitude de modulation de l'état excité, mais à des taux différents (3.23a). Le plus faible rapport $\Delta\omega/\delta\omega$ est déjà suffisamment grand pour que les deux quantités soient bien différenciées (3.23b).

3.4 Détails du montage expérimental

Suite à une description des lasers que nous allons utiliser, cette section décrit le banc optique que nous avons conçu et construit pour mettre en place notre système d'imagerie, ainsi que l'objectif et la caméra utilisés.

3.4.1 Lasers

Dans ce montage nous allons utiliser quatre lasers avec des fonctions distinctes : un pour générer le potentiel dipolaire du réseau optique dans l'état fondamental où les atomes seront piégés (laser à 1064 nm), un pour moduler l'état excité afin de créer une dépendance spatiale de la fréquence de la transition $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$ (laser 1530 nm), un pour repomper les atomes vers l'état $5S_{1/2}, F = 2$ de la transition cyclante (laser 780 nm), et un pour les détecter avec une fréquence ω fixe (laser imagerie). Au moment d'écrire cette thèse, seul le laser à 1064 nm a été implémenté dans l'expérience, et il sera donc le seul à être détaillé. Le laser 1530 nm sera recyclé d'une vieille expérience, alors que le laser 780 nm est en cours de construction (il s'agit d'un laser à cavité étendue, stabilisé en fréquence par spectrométrie d'absorption saturée avec une cellule de rubidium 87). Quant au laser d'imagerie, il est issu du même système laser que pour le refroidissement radiatif des atomes.

Le laser 1064 nm sera utilisé pour produire, par déplacement lumineux, le réseau optique dans lequel seront piégés les atomes. Il s'agit d'un modèle commercial Mephisto MOPA de la société Coherent, dont le faisceau se propage en espace libre avec un rayon au col de 225 μm , pouvant produire 55 W de puissance optique. Les spécificités techniques telles que données par le constructeur et pertinentes dans notre contexte sont indiquées dans le tableau 3.3.

Longueur d'onde	1064 nm
Puissance maximale	55 W
Mode spatial	TEM ₀₀ ($M^2 < 1.3$)
Largeur spectrale	1 kHz
Spectre d'émission	fréquence unique
Largeur de raie	1 kHz sur 100 ms
Longueur de cohérence	> 1 Km
Stabilité en fréquence	1 MHz/min

TABLEAU 3.3 – Spécificités techniques du laser 1064 nm.

Le choix de la longueur d'onde 1064 nm a été fait car elle se trouve suffisamment désaccordée vers le rouge de la transition cyclante du rubidium (780 nm), permettant ainsi de réduire le taux de diffusion de photons (qui chauffe les atomes dans le réseau), tout en nécessitant des puissances optiques raisonnables pour produire des réseaux optiques profonds. C'est en outre une technologie laser dont la fiabilité a déjà été prouvée dans le contexte des gaz quantiques, et qui peut aisément se trouver dans le marché.

Ce laser est aussi utilisé pour la génération du piège dipolaire pour le refroidissement par évaporation des atomes, pour lequel il faut de hautes puissances optiques afin de produire de potentiels profonds et mieux confiner les atomes. Cette double fonctionnalité requiert de la puissance additionnelle puisque les deux faisceaux doivent être indépendants. Pour cette raison, nous avons acquis un laser pouvant délivrer plus de 50 W de puissance optique.

La stabilité en fréquence est importante pour la stabilité spatiale du réseau optique. Puisque nous comptons mettre en place un système d'asservissement de fréquence, la stabilité renseignée de 1 MHz/min devrait être suffisante. Une discussion plus approfondie sur ce sujet sera faite dans la section suivante.

De la même manière que la stabilité fréquentielle, la largeur spectrale d'émission du laser à 1064 nm est importante pour la stabilité spatiale du réseau optique. La valeur renseignée de 1 kHz est acceptable, compte tenu à nouveau que nous utiliserons un système d'asservissement fréquentiel.

3.4.2 Banc optique

Le banc optique a pour finalité de séparer et recombinaison les faisceaux des deux lasers, en les préparant pour qu'ils soient perçus par les atomes avec des propriétés de polarisation et de puissance stables. De façon plus précise, ce banc optique a comme objectifs :

- Diviser et recombinaison le faisceau du laser 1064 nm. Ceci afin d'avoir deux faisceaux à 1064 nm contrôlés indépendamment, un pour le réseau optique et un pour le piège dipolaire. Les faisceaux sont recombinaison dans un cube polariseur, ce qui permet de les avoir en configuration de polarisation croisée à la sortie du cube. De cette manière, en plaçant un autre cube polariseur après l'enceinte du 3DMOT, le faisceau pour le réseau optique sera transmis à travers le cube, pouvant ensuite être rétro-réfléchi par un miroir, alors que le faisceau pour le piège dipolaire sera réfléchi par le cube.
- Permettre l'introduction de l'angle α entre les faisceaux du réseau optique à 1064 nm et celui de la modulation de l'état excité à 1530 nm. Ceci est réalisé avec un miroir monté sur une platine translation, 2 lentilles à 2" et un prisme à face latérales inclinées de 45°. Les deux faisceaux passent parallèlement à travers la première lentille, avec celui du réseau optique par le centre. De cette manière le faisceau modulateur est dévié par rapport à celui du réseau optique à la sortie de la première lentille, convergeant dans la position où se trouvent les atomes. La deuxième lentille permet de rendre à nouveau les deux faisceaux parallèles, une fois qu'ils ont traversé l'enceinte à vide. Après cette deuxième lentille, le faisceau pour le réseau optique est réfléchi par la face verticale du prisme, et le modulateur par ses faces latérales.
- Asservir tous les faisceaux en puissance, ce qui est fait avec des circuits proportionnels intégrateurs.
- Permettre la modification et l'ajustement des rayons au col des faisceaux laser. Pour cela on utilise des lentilles à 1" et un élargisseur de faisceaux 5 : 1.
- Rendre les modes spatiaux des différents faisceaux le plus proche des modes TEM₀₀ théoriques, c'est-à-dire, minimiser le paramètre M^2 . Ceci est fait en faisant passer les faisceaux à travers des fibres optiques monomodes.

Dans la figure 3.24 est représenté le diagramme fonctionnel de ce banc optique, alors que la figure 3.25 montre des photographies dudit banc en cours d'implémentation.

3.4.3 Objectif et caméra CCD

Objectif

En considérant les études que nous avons présentées précédemment, l'activation des sites du réseau optique sera faite avec une période de cinq sites. La distance séparant deux

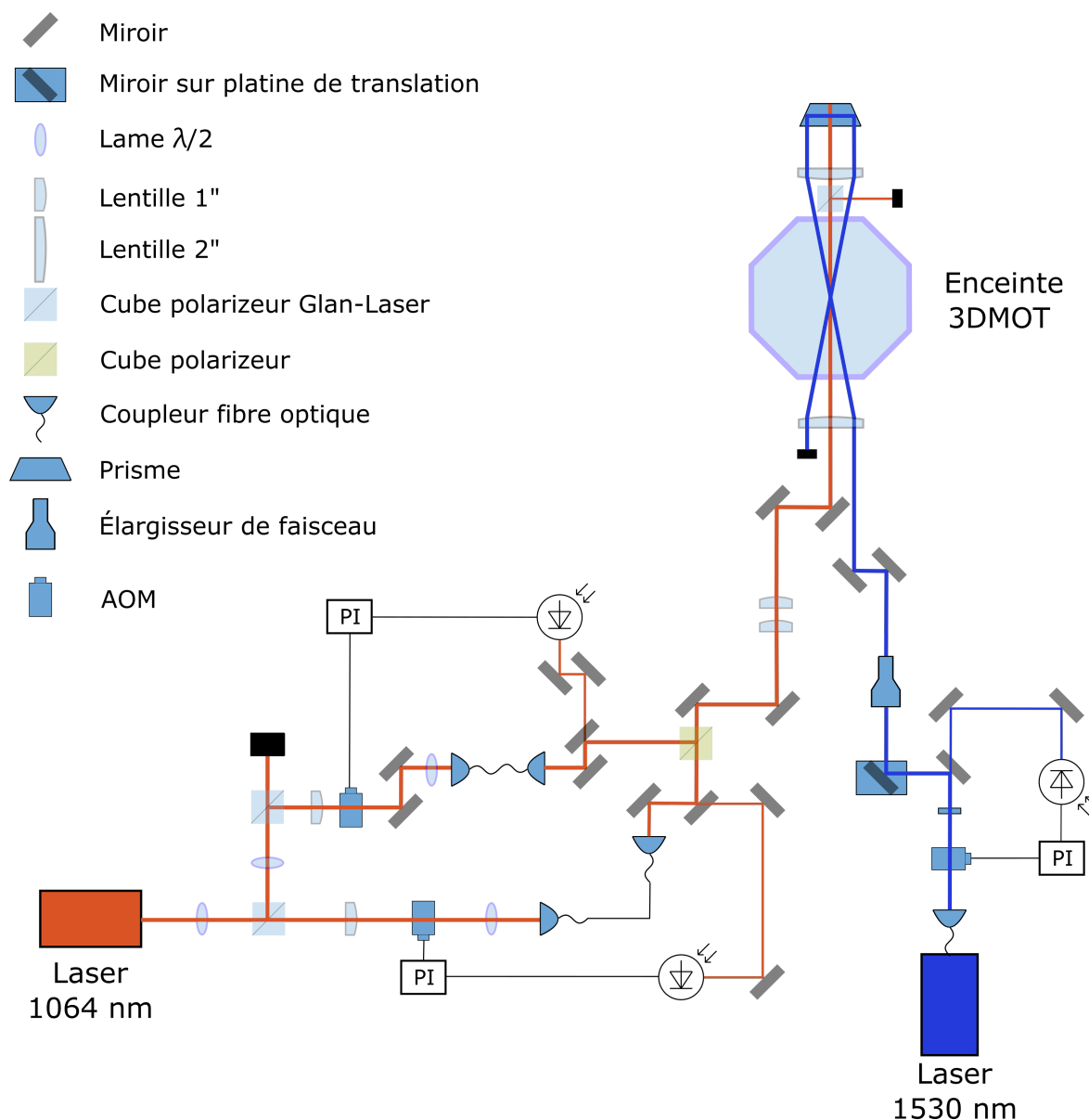
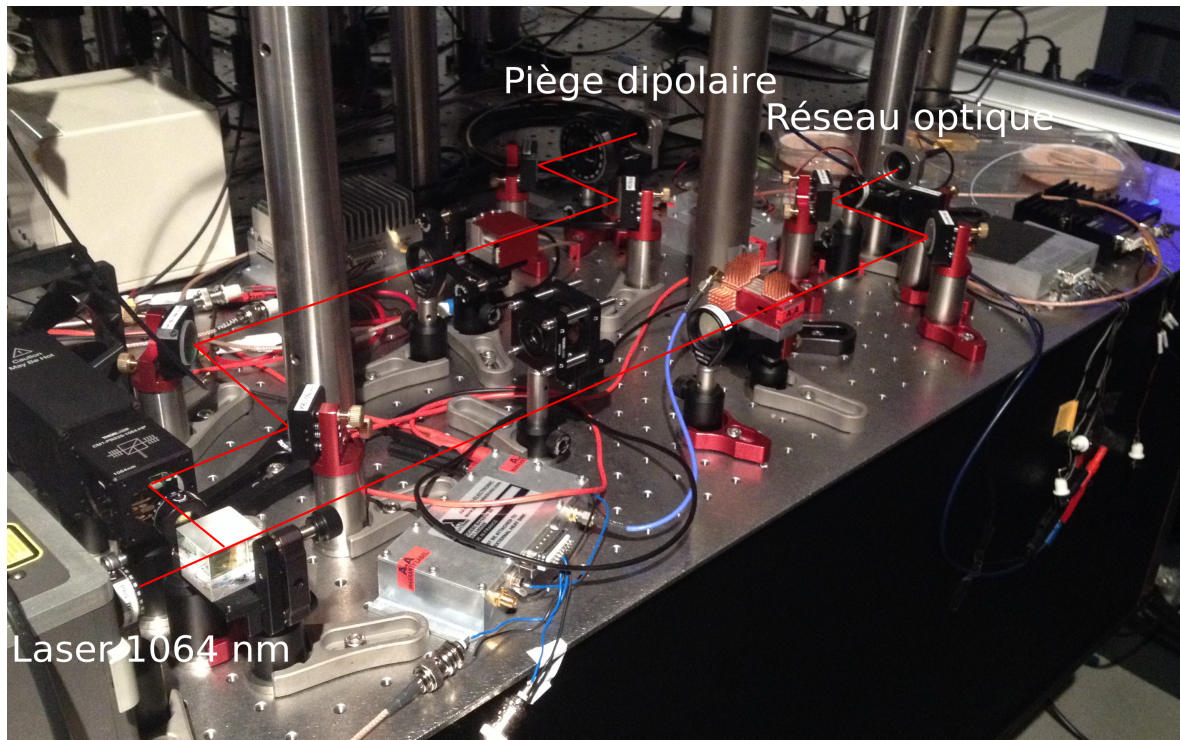
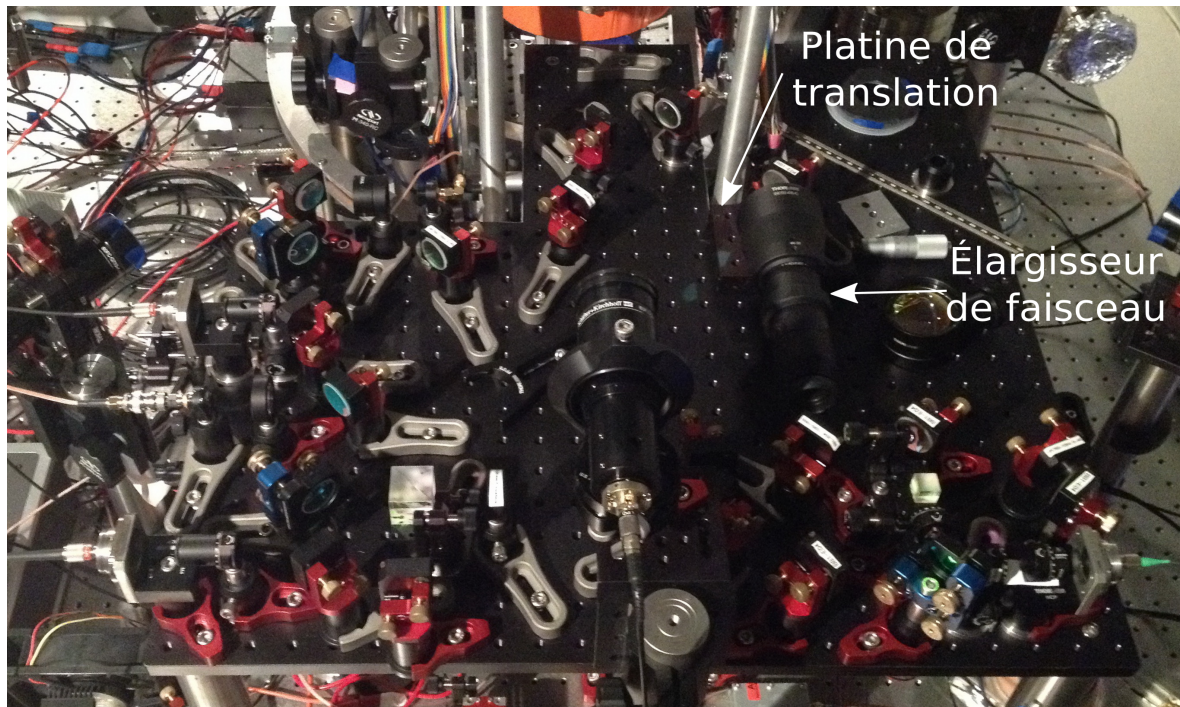


FIGURE 3.24 – Diagramme fonctionnel du banc optique pour le système d'imagerie sub-longueur d'onde. Le faisceau issu du laser à 1064 nm est divisé en deux par un cube polariseur : un pour le réseau optique et l'autre pour le piège dipolaire. Les deux faisceaux sont contrôlés avec des AOM, et sont asservis en puissance de façon indépendante avec des circuits PI. Ils sont ensuite injectés dans deux fibres optiques, à l'issue desquelles leurs modes spatiaux sont filtrés pour les rendre gaussiens. Ils sont ensuite recombinaés en configuration de polarisation croisée dans un deuxième cube polariseur. Un jeu de deux lentilles de 1 pouce permet d'ajuster leur rayon au col, puis ils sont envoyés à travers le centre d'une lentille de 2 pouces, vers l'endroit où se trouvent les atomes dans l'enceinte à vide. Un troisième cube polariseur est placé après l'enceinte à vide, permettant de filtrer le faisceau du piège dipolaire, laissant passer uniquement celui du réseau optique, qui est ensuite rétro-réfléchi par la face verticale d'un prisme. Le faisceau pour la modulation de l'état excité est issu du laser à 1530 nm, qui est fibré. Ce faisceau est, de la même manière que le laser à 1064 nm, contrôlé par un AOM et asservi en puissance par un circuit PI. Un miroir monté sur une platine de translation permet d'ajuster, avec une précision micrométrique, la distance aux faisceaux à 1064 nm, à laquelle il passe à travers la lentille de 2 pouces, ce qui permet d'ajuster l'angle entre les deux faisceaux. Son rayon au col est entre temps ajusté avec un élargisseur de faisceaux 5 :1. De l'autre côté de l'enceinte, le faisceau est redressé par la deuxième lentille à 2 pouces, et est ensuite réfléchi par les faces latérales du prisme, qui sont inclinées à 45°.



(a)



(b)

FIGURE 3.25 – Le banc optique pour le système d'imagerie à résolution sub-longueur d'onde qui est en cours d'implémentation dans l'expérience. Il est construit sur deux niveaux : le premier niveau (figure 3.25a) se trouve directement sur la table optique, c'est ici que les différents faisceaux sont préparés à partir des lasers 1064 nm et 1530 nm, avec leurs asservissements en puissance respectifs, ainsi que les AOMs permettant de les allumer/éteindre. Des fibres optiques ramènent les faisceaux vers un deuxième niveau (figure 3.25b), qui se trouve sur un breadboard directement au dessus du premier et à la même hauteur que l'enceinte à vide et les atomes. Dans ce niveau se trouvent notamment la platine de translation permettant de modifier l'angle entre les faisceaux, ainsi que l'optique nécessaire pour ajuster leur rayon.

sites activés en même temps est donc de $5 \times \lambda_{1064}/2 = 2660 \text{ nm}$. Pour que notre système de détection produise des images contenant plusieurs séries de cinq sites, chaque série doit être résoluble. Ceci donne une borne supérieure à la résolution du système optique utilisé, égale à la distance entre deux sites activés en même temps, et donc à $\sim 2.7 \text{ }\mu\text{m}$. L'objectif que nous utiliserons devra donc avoir une résolution meilleure que $2.7 \text{ }\mu\text{m}$. Le cas idéal d'un objectif de $\text{NA}=0.7$ limité par diffraction ferait l'affaire, puisqu'il aurait une résolution de quelques centaines de nanomètres avec une lumière de 780 nm , mais il n'est pas réalisable. Cependant, nous avons une marge se jouant entre quelques centaines de nanomètres et $2.7 \text{ }\mu\text{m}$.

L'objectif qui sera utilisé dans l'expérience est basé sur celui qui a été construit dans le groupe de L. D. Turner, publié dans BENNIE et collab. [2013]. Avec une ouverture numérique de 0.36 et une distance de travail de 35 mm , il sera en théorie capable d'atteindre une résolution de $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ à 780 nm , avec un grandissement $M=20$, ce qui est suffisant pour combler nos besoins. Nous avons déjà construit cet objectif basé sur les spécifications données dans l'article cité ci-dessus, et dans la figure 3.26 nous montrons la caractérisation de la résolution maximale qu'il peut atteindre expérimentalement.

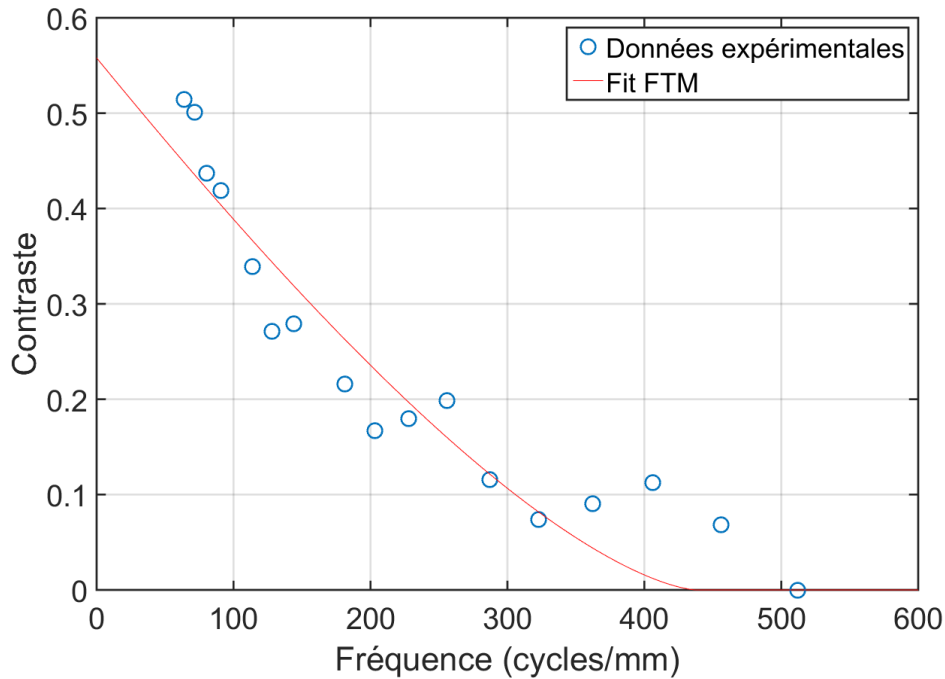


FIGURE 3.26 – La résolution de l'objectif de notre système de détection est caractérisée par sa fonction de transfert de modulation (FTM). Nous avons mesuré le contraste d'une mire sinusoïdale sur le plan image de l'objectif, en fonction de la fréquence spatiale de la mire. La résolution maximale est atteinte lorsque le contraste tombe à zéro, et est équivalent à l'inverse de la fréquence de coupure $1/\nu_c$. D'après le fit des points expérimentaux par la FTM, $\nu_c = 438 \text{ cycles.mm}^{-1}$, la résolution est donc de $2.3 \text{ }\mu\text{m}$, ce qui représente une ouverture numérique $\text{ON}=0.17$, pour de la lumière à 780 nm . Cette valeur de la résolution est presque le double de ce qui était indiqué dans l'article sur lequel nous nous sommes basés pour construire l'objectif, et elle est proche de la limite imposée par la périodicité de notre système, qui est de $2.7 \text{ }\mu\text{m}$. La cause de cela est probablement l'existence d'aberrations optiques dans l'objectif, nuisant ainsi à sa performance. En principe, cette résolution devrait suffire, mais l'efficacité finale de la détection devra être testée expérimentalement.

La méthode utilisée pour la caractérisation concerne la fonction de transfert de modulation de l'objectif, qui mesure le contraste de l'image d'une mire sinusoïdale, comme celle de la figure 3.27, en fonction de sa fréquence spatiale dans le plan image. Elle est

décrite par l'équation suivante

$$\text{FTM}(v) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos\left(\frac{v}{v_c}\right) - \frac{v}{v_c} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_c}\right)^2} \right) \quad (3.35)$$

où v est la fréquence spatiale de la mire, et v_c est la fréquence de coupure, c'est-à-dire, la fréquence pour laquelle $\text{FTM}(v_c) = 0$. Dans le cas idéal, $v_c = 2 \times \text{ON}/\lambda$.

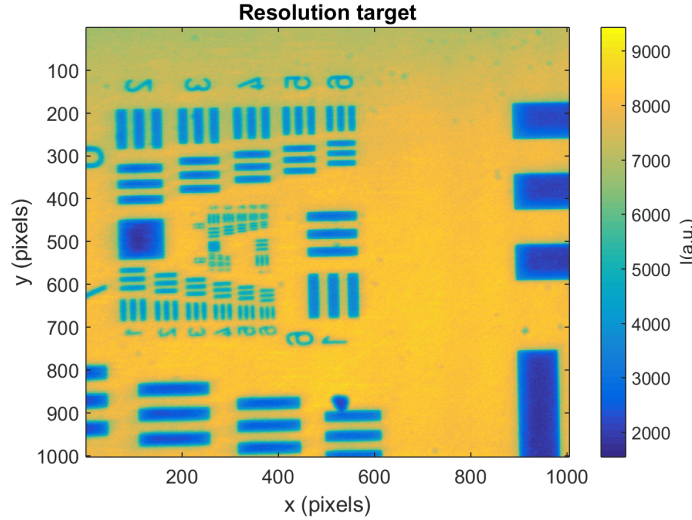


FIGURE 3.27 – Mire utilisée pour la caractérisation de l'objectif, telle que vue dans le plan image. Les traits parallèles, séparés avec des distances de plus en plus courtes (et donc avec des fréquences spatiales de plus en plus grandes), permettent d'évaluer la capacité de l'objectif à résoudre des patrons de plus en plus petits. Lorsque l'objectif n'est plus capable de distinguer deux traits contigus, le contraste de l'image tombe à zéro : il a atteint sa limite de résolution.

Caméra CCD

La prise des images sera faite par la caméra commerciale Andor Luca R. Il s'agit d'une caméra EMCCD (*Electron Multiplying Charge Coupled Device*), ce qui nous permettra de réduire le bruit de lecture à des valeurs inférieures à 1 électron pour des vitesses de lecture de 13.5 MHz. Elle possède un capteur de 1004×1002 pixels, chaque pixel ayant des dimensions de $8 \times 8 \mu\text{m}$. En considérant le grandissement et la résolution de l'objectif - celle théorique et celle que nous avons mesurée - le plus petit objet résoluble par ce système aura une taille entre $26 \mu\text{m}$ et $46 \mu\text{m}$ dans la caméra, correspondant à un nombre de pixels entre 3.25 et 5.75. Ceci vérifie la contrainte sur l'extension des images d'un site du réseau, qui doit être de plusieurs pixels si on veut être en mesure de différencier la position des centres des distributions atomiques piégés dans deux sites voisins. En outre, le bruit de courant d'obscurité est indiqué comme 0.06 électrons/pixel/seconde : c'est une valeur très basse si on considère le nombre de photons que nous nous attendons à détecter (voir section suivante). Le bruit de lecture est spécifié à des valeurs entre 1 et 18 électrons. Le rendement quantique RQ est indiqué à 0.42 électrons/photon pour une lumière à 780 nm : une valeur relativement basse mais qui peut être compensée en générant plus de photons fluorescents avec une augmentation du temps d'exposition des atomes à la lumière du laser d'imagerie.

La bruit de courant d'obscurité, le bruit de lecture et la linéarité de la caméra ont été caractérisés en utilisant une sphère intégrante. Cette sphère fournit une intensité lumineuse uniforme spatialement, ce qui est nécessaire pour ne pas biaiser la mesure du

nombre de photons détectés dans chaque pixel de la caméra, rendant ainsi cette mesure indépendante de la position des pixels. Les résultats pour le bruit de courant d'obscurité et la linéarité sont montrés dans les figures 3.28, 3.29 et 3.30.

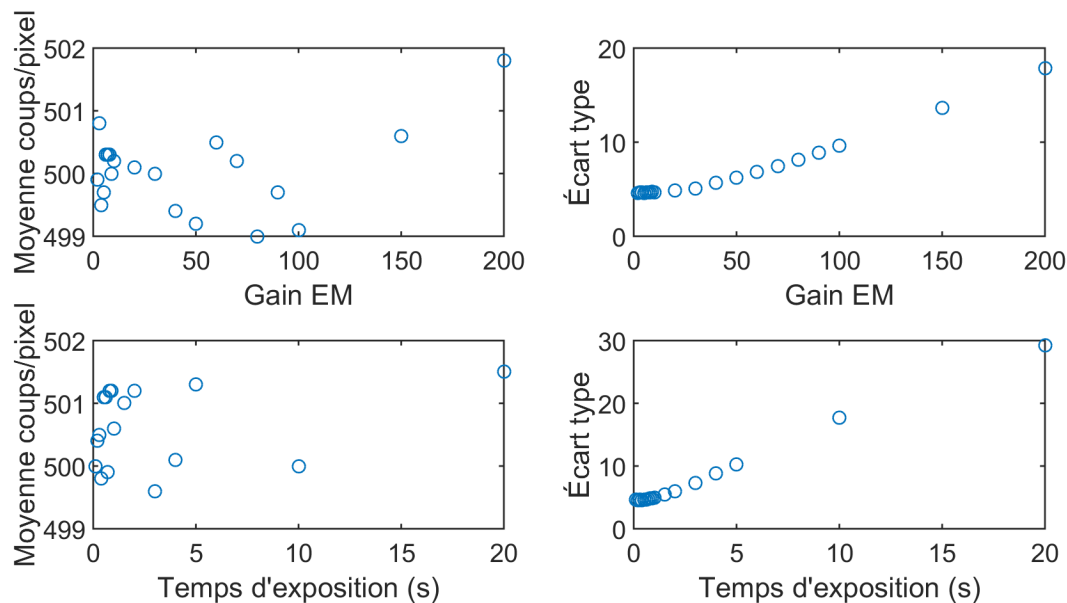


FIGURE 3.28 – Électrons générés par un pixel du capteur de la caméra, en absence de source lumineuse. Sur les images de gauche, chaque point représente la valeur moyenne des électrons générés par les pixels de la caméra, en fonction du gain électro-multiplicateur et du temps d'exposition avec lequel les images ont été prises. La valeur moyenne est autour de 500 électrons, ce qui représente l'offset du signal de détection. Les images de droite correspondent à l'écart type par rapport aux valeurs moyennes. En absence de lumière, le rapport entre l'écart type et la valeur moyenne représente le bruit de courant d'obscurité de la caméra, dû à la génération thermique d'électrons. Ce bruit augmente avec le gain EM et le temps d'exposition. La valeur renseignée dans la documentation de la caméra est de 0.06 électrons/pixel/seconde, et la valeur déduite de ces courbes, pour un temps d'exposition de 1 seconde, est 0.01 électrons/pixel/seconde, inférieure donc à ce qui était donné comme spécification technique.

Quant au bruit de lecture, nous l'avons estimé en considérant une ligne de pixels étendue sur tout le long du capteur. Nous avons alors mesuré la valeur moyenne des électrons générés par chaque pixel, ainsi que l'écart type par rapport à cette valeur moyenne. Ensuite, nous avons estimé la valeur moyenne, sur tous les pixels considérés, de l'écart type mesuré précédemment. C'est cette valeur qui correspond au bruit de lecture de la caméra, et elle vaut 7.8 électrons, étant donc comprise dans la plage des valeurs, donnée dans la documentation de la caméra.

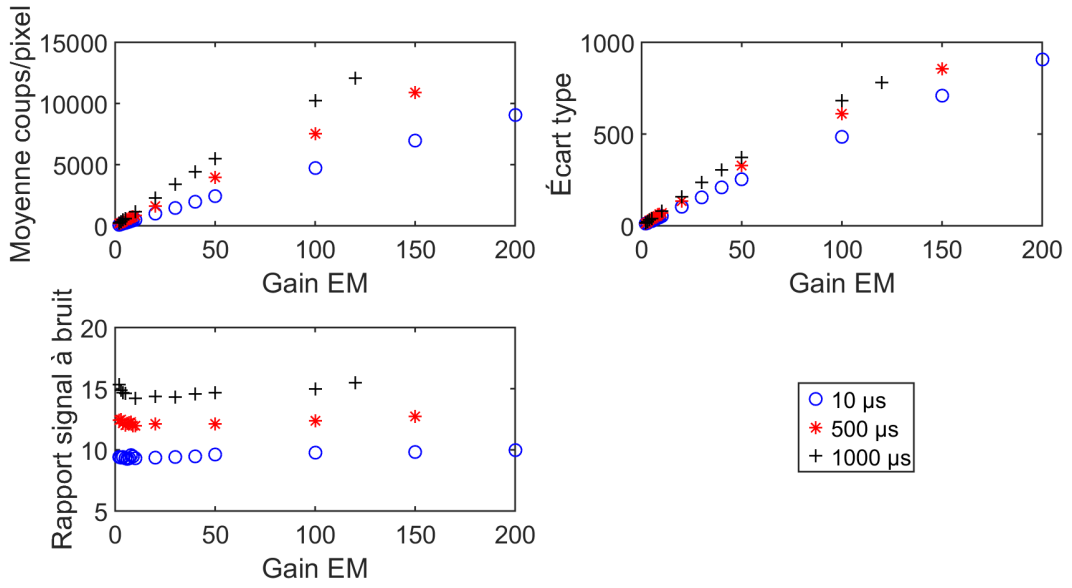


FIGURE 3.29 – Électrons générés par un pixel du capteur de la caméra, en présence d’une source de lumière. La première figure montre la linéarité du nombre d’électrons générés avec le gain EM de la caméra. D’un autre côté, il est attendu que l’écart type augmente proportionnellement avec la racine carrée de la valeur moyenne, due à la nature poissonnienne de la distribution de photons arrivant sur le capteur. La deuxième figure vérifie ceci.

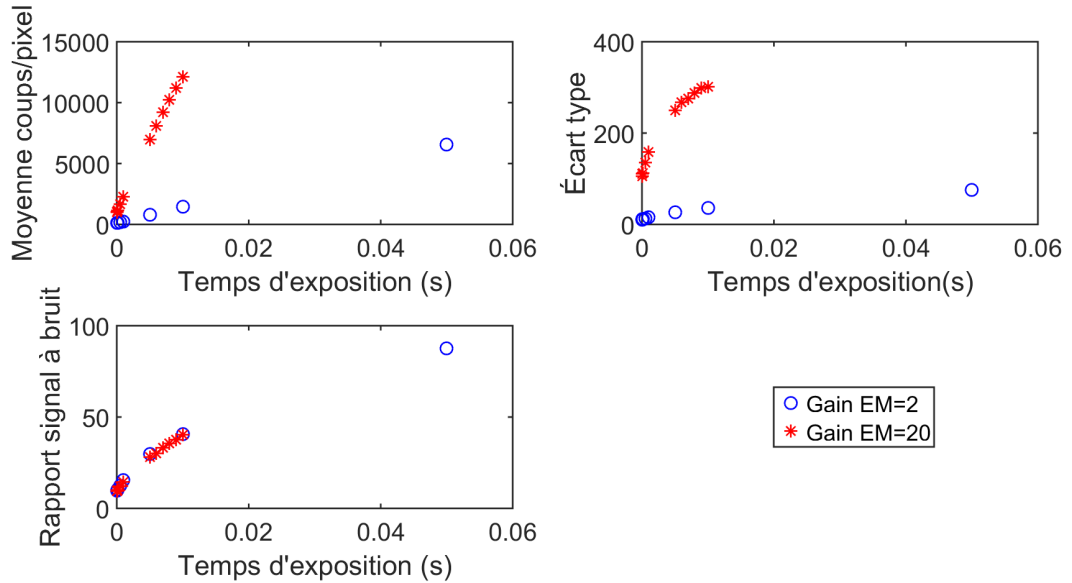


FIGURE 3.30 – Nombre d’électrons générés par pixel du capteur de la caméra, en fonction du temps d’exposition. La première courbe montre la linéarité du capteur avec le temps d’exposition. La troisième figure montre que le rapport signal à bruit est indépendant de la valeur du gain, au moins pour de courts temps d’exposition.

3.5 Prévisions sur la performance du système

Les performances du système d'imagerie pour détecter des sites uniques espacés de distances sub-longueur d'onde, devront être testées expérimentalement. Nous avons cependant anticipé et calculé le signal attendu via des analyses théoriques et des simulations numériques. Cela nous permet de déduire les possibles limitations de notre montage, ou plus généralement de la méthode.

3.5.1 Nombre de photons détectables et rapport signal à bruit

Nombre de photons

Pendant le processus d'imagerie, les photons émis par les atomes ne sont malheureusement pas tous détectés (transmission du système d'imagerie, ouverture numérique de l'objectif, etc...), et une partie de l'information est ainsi perdue. Dans ce paragraphe, nous allons estimer le nombre de photons effectivement détectés, en provenance d'un site activé du réseau optique, en fonction de l'ensemble des paramètres expérimentaux.

Les atomes d'un site activé du réseau optique émettent, par fluorescence, un taux total de photons I_T^{sc} tel que

$$I_T^{sc} = \Gamma \times \rho_{ee} \quad (3.36)$$

où $\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz est le taux de décroissance naturelle de l'état excité vers l'état fondamental, et ρ_{ee} est le pourcentage d'atomes présents, se trouvant dans leur état excité à un moment donné. I_T^{sc} est exprimé en photons/seconde.

Dans le modèle d'un atome à deux niveaux, qui est une bonne approximation lorsque nous considérons la fluorescence de la transition cyclante d'imagerie $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3, m_F' = 3$ du rubidium, ρ_{ee} peut être déterminé en utilisant la solution stationnaire des équations de Bloch optiques pour la population de l'état excité

$$\rho_{ee} = \frac{(\Omega_R/\Gamma)^2}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + 2(\Omega_R/\Gamma)^2} \quad (3.37)$$

où $\Delta = \omega - \omega_0$ est le désaccord entre la lumière laser et la transition atomique, et Ω_R est la fréquence de Rabi définie par

$$\Omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}} \quad (3.38)$$

I étant l'intensité du faisceau laser et $I_{sat} = 1.67$ mW/cm² l'intensité de saturation de la transition atomique. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de ρ_{ee} , considérons une valeur de $I = 0.1I_{sat}$ et un désaccord nul, c'est-à-dire à résonance ($\Delta = 0$). Dans ce cas, $\rho_{ee} = 0.045$, ce qui veut dire que seulement 4.5% des atomes sont excités. Le taux total de photons émis par le site activé devient donc $I_T^{sc} = 1.7 \times 10^6$ photons/seconde.

Même si ce n'est pas vrai pour la transition cyclante, nous allons considérer, pour simplifier, que l'émission spontanée provenant de ce site est isotrope. Dans ce cas, le taux de photons arrivant effectivement à l'objectif est inférieur à I_T^{sc} , d'un facteur proportionnel à l'angle solide Ω de la pupille de l'objectif vu depuis la source des photons

$$I_o^{sc} = I_T^{sc} \times \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.39)$$

où le facteur 4π représente l'angle solide total d'une sphère, et Ω est défini en coordonnées sphériques comme

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\alpha \sin\theta d\theta \quad (3.40)$$

Après intégration, Ω vaut

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos(\alpha)) \quad (3.41)$$

où α est l'angle qui définit l'ouverture numérique de l'objectif, tel que $\text{ON} = \sin\alpha$. Ceci revient donc à écrire

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \sqrt{1 - \text{ON}^2}\right) \quad (3.42)$$

Pour les dimensions de notre système et avec l'ouverture numérique théorique de l'objectif, i.e. $\text{ON}=0.36$, $\Omega = 0.4213$ stéradians. En reprenant les mêmes valeurs d'intensité et de désaccord que précédemment, le nombre de photons arrivant à l'objectif est de l'ordre de $\Gamma_o^{\text{sc}} = 5.8 \times 10^4$ photons/seconde. L'importance de l'ouverture numérique de l'objectif pour la détection du nombre de photons, est illustrée dans la figure 3.31. Dans le paragraphe suivant, nous allons comparer ce taux de photons détectés aux différents bruits du système de détection.

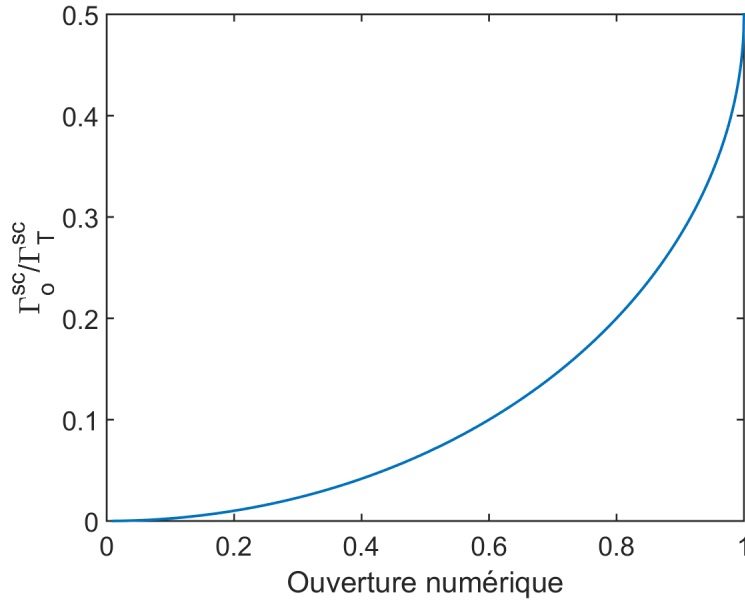


FIGURE 3.31 – Fraction du nombre de photons arrivant à l'objectif par rapport au nombre total de photons diffusés, en fonction de l'ouverture numérique de l'objectif.

Rapport signal à bruit

Le rapport signal à bruit (*signal-to-noise ratio*, i.e. SNR) de notre système d'imagerie, est donné par le rapport entre le signal électrique de photo-détection Γ_e du capteur, et les différentes sources de bruit du système de détection. Puisque les niveaux de bruit sont spécifiés en termes d'électrons par pixel, nous allons déterminer le signal électrique généré par la détection de photons dans chaque pixel. Il est donné par le taux de photons arrivant sur le capteur Γ_o^{sc} multiplié par le rendement quantique de la camera ($\text{RQ}=0.42$

électrons/photon) et divisé par l'étalement des photons, en termes de pixels, venant d'un émetteur unique ϵ_p , qui est dans ce cas le site activé du réseau optique.

Le signal électrique est émis à partir d'une image qui est étalée sur la surface du capteur. Cet étalement, mesuré en nombre de pixels, dépend du grossissement M et de l'ouverture numérique de l'objectif ON, ainsi que de la taille de la source de lumière. Comme cette dernière est plus petite que la limite de diffraction, l'image formée sera indépendante de l'extension de la distribution, et aura sur le capteur les dimensions du plus petit objet résoluble par l'objectif, multiplié par le grossissement

$$\epsilon_p = M \frac{\lambda_{im}}{2ON} \quad (3.43)$$

Comme les pixels de la caméra mesurent $8 \times 8 \mu\text{m}^2$, dans le cas de l'ON théorique, ceci correspond à un objet mesurant 3.25 pixels de long. Dans le cas de l'ON que nous avons mesuré, l'image formée s'étale sur 5.75 pixels. Si nous considérons pour simplifier que l'étalement est spatialement uniforme, le signal doit être divisé par ϵ_p pour obtenir le signal par pixel. De plus, il est aussi nécessaire de tenir compte des pertes de photons, dues à leur passage à travers les composants optiques de l'objectif ($T=0.9$ en étant pessimistes). De cette manière, pour l'ON mesuré, et les mêmes valeurs d'intensité et désaccord, i.e. $ON=0.17$, $I = 0.1I_{sat}$ et $\Delta = 0$, le signal électrique généré par pixel et par seconde est $\Gamma_e = \Gamma_{sc}^0 \times T \times R_q / \epsilon_p = 5.8 \times 10^4 \times 0.9 \times 0.42 / 5.75 \approx 4000$ électrons/seconde/pixel.

C'est à partir de Γ_e que nous pouvons estimer le SNR du système. Pour le calcul du bruit total, nous avons tenu en compte les trois types de bruit qui sont susceptibles de dégrader la qualité de l'image, et qui peuvent être considérés comme indépendants. Le rapport signal à bruit s'écrit finalement

$$\text{SNR} = \frac{\Gamma_e}{\sqrt{\delta_{noir}^2 + \delta_{signal}^2 + \delta_{lecture}^2}} \quad (3.44)$$

où δ_{noir} est le bruit de courant d'obscurité créé par la génération thermique d'électrons. Les spécifications de la caméra indiquent $\delta_{noir} = 0.06$ électrons/seconde/pixel pour un refroidissement à -20°C .

δ_{signal} est le bruit de shot-noise des photons, aussi appelé *bruit de grenaille*. Il provient du comportement statistique poissonien de la source de photons, donc $\delta_{signal} = \sqrt{\Gamma_e}$.

Le troisième bruit est le bruit de lecture $\delta_{lecture}$, qui est une caractéristique fondamentale des caméras CCD, causé par l'efficacité du transfert d'électrons et par la précision de l'amplification analogique du signal. La valeur que nous avons mesurée est de 7.8 électrons.

Les trois sources de bruit ($\delta_{noir}, \delta_{signal}, \delta_{lecture}$) sont considérés comme indépendantes et leur contribution au bruit total peut se sommer en variance.

Avec ces considérations, et pour les paramètres expérimentaux que nous avons utilisés préalablement, le SNR attendu dans nos images est de ~ 60 par seconde de temps d'imagerie. Les figures 3.32 et 3.33 permettent de visualiser la valeur du SNR sur une plage des paramètres plus large, dans laquelle nous pouvons situer le cas que nous venons de considérer.

D'après les figures 3.32 et 3.33, nous pourrions conclure que pour augmenter le SNR, il est plus simple, expérimentalement parlant, d'augmenter l'intensité du laser. Malheureusement, une forte intensité a aussi plus de chances d'échauffer les atomes et de les éjecter du réseau optique, avant que la détection soit finie. Pour cela, dans le paragraphe suivant nous allons évaluer les effets de la diffusion de photons sur les atomes piégés.

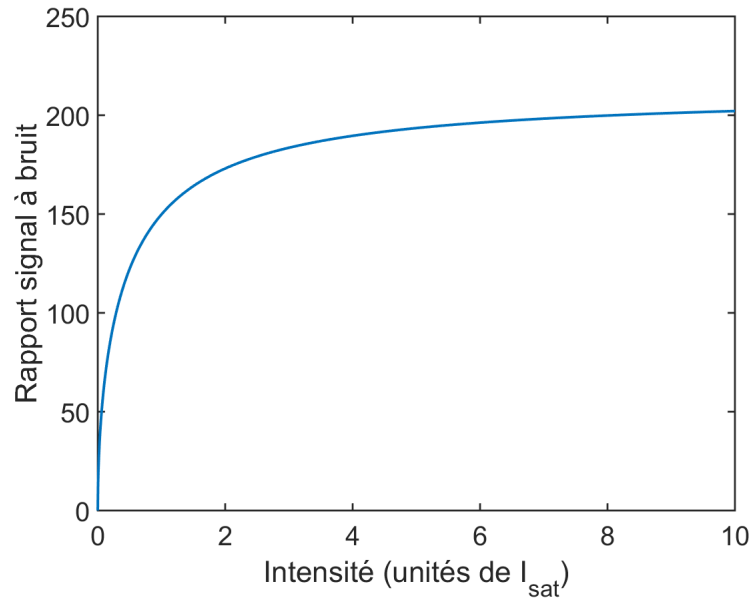


FIGURE 3.32 – Dépendance du rapport signal à bruit du système, en fonction de l'intensité du faisceau de détection. Le gain en SNR se fait surtout jusqu'à $I \sim I_{sat}$, après quoi il est inutile de continuer à augmenter l'intensité.

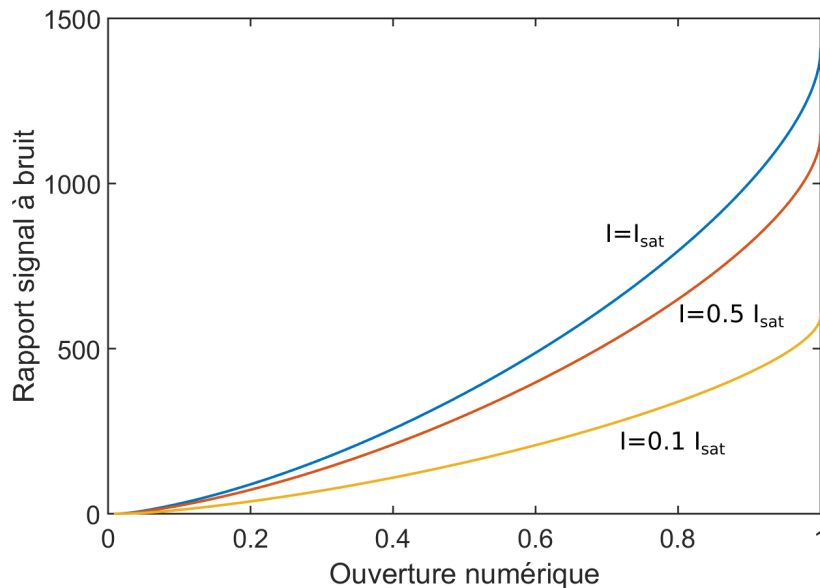


FIGURE 3.33 – Dépendance du rapport signal à bruit du système, en fonction de l'ouverture numérique de l'objectif et pour trois valeurs de l'intensité. Pour des faibles ON, le SNR augmente presque linéairement, voulant dire que nous pourrions plus que doubler le SNR pour une $ON=0.3$, qui en principe est raisonnable d'obtenir, compte tenu des distances atomes-objectif avec lesquelles nous comptons travailler (~ 35 mm).

3.5.2 Diffusion de photons et mouvement des atomes

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, dans la partie concernant le refroidissement d'atomes par lumière laser, nous avons vu que lorsqu'un atome est plongé dans un bain de photons, des cycles d'absorption et de réémission de ces photons se succèdent. Nous avons introduit la notion de refroidissement Doppler et sub-Doppler, comme étant des effets exercés par la lumière issue de deux lasers contre-propageants sur les atomes, via la pression de radiation. Nous avons aussi noté que la température limite atteignable par refroidissement Doppler, était liée à la nature stochastique des processus d'absorption et de réémission de photons. Dans ce paragraphe, nous allons reprendre la discussion sur ces processus stochastiques, pour élucider l'effet de la diffusion des photons sur le déplacement des atomes qui seront piégés dans le réseau optique.

Considérons que les photons qui parviennent à un atome ont une direction aléatoire et isotrope. Comme la quantité de mouvement transmise du photon à l'atome a la même direction que le premier, l'atome se déplacera aussi dans une direction aléatoire, suite à la diffusion d'un photon. Dans cette situation, le chemin parcouru par l'atome après plusieurs diffusions peut être comparé à une marche aléatoire. Dans le cas limite d'un nuage composé d'un grand nombre d'atomes, celle-ci est décrite par un modèle de diffusion :

$$\frac{\partial \phi(r, t)}{\partial t} = \nabla \cdot [D(\phi, r) \nabla \phi(r, t)] \quad (3.45)$$

qui est caractérisé par la constante de diffusion $D(\phi, r)$, et où $\phi(r, t)$ est la densité du nuage dans la position r et à l'instant t .

Une marche aléatoire peut être simulée de façon simple avec un tirage aléatoire de photons. Considérons un atome qui se trouve initialement au repos à l'origine des coordonnées ($x_0 = 0, y_0 = 0, z_0 = 0$). La durée séparant deux événements de diffusion de photons est déterminée par l'inverse du taux de diffusion de ces photons par l'atome $\tau_{sc} = 1/I_T^{sc}$, que nous avons déterminé dans le paragraphe précédent. Si à l'instant $t_1 = 0$, l'atome diffuse un premier photon, sa vitesse est modifiée d'une valeur

$$\mathbf{v}_{rec}^{(1)} = v_{x_{rec}}^{(1)} \mathbf{e}_x + v_{y_{rec}}^{(1)} \mathbf{e}_y + v_{z_{rec}}^{(1)} \mathbf{e}_z \quad (3.46)$$

où $\|\mathbf{v}_{rec}^{(1)}\| = \sqrt{(v_{x_{rec}}^{(1)})^2 + (v_{y_{rec}}^{(1)})^2 + (v_{z_{rec}}^{(1)})^2} = v_{rec} = \hbar k / m$. Dans un intervalle de temps $\delta t = \tau_{sc}$, l'atome se sera déplacé jusqu'à la position

$$\mathbf{r}_1 = x_1 \mathbf{e}_x + y_1 \mathbf{e}_y + z_1 \mathbf{e}_z \quad (3.47)$$

où $x_1 = v_{x_1} \tau_{sc}$, $y_1 = v_{y_1} \tau_{sc}$, $z_1 = v_{z_1} \tau_{sc}$, et où $v_{x_1} = v_{x_{rec}}^{(1)}$, $v_{y_1} = v_{y_{rec}}^{(1)}$, $v_{z_1} = v_{z_{rec}}^{(1)}$.

Si à l'instant $t_2 = \tau_{sc}$ il diffuse un deuxième photon, la vitesse de l'atome est modifiée tel que $v_{x_2} = v_{x_1} + v_{x_{rec}}^{(2)}$, $v_{y_2} = v_{y_1} + v_{y_{rec}}^{(2)}$, $v_{z_2} = v_{z_1} + v_{z_{rec}}^{(2)}$, où $\sqrt{(v_{x_{rec}}^{(2)})^2 + (v_{y_{rec}}^{(2)})^2 + (v_{z_{rec}}^{(2)})^2} = v_{rec} = \hbar k / m$. Après une durée $\delta t = 2\tau_{sc}$ depuis le moment initial, l'atome se trouvera à la position

$$\mathbf{r}_2 = (x_1 + x_2) \mathbf{e}_x + (y_1 + y_2) \mathbf{e}_y + (z_1 + z_2) \mathbf{e}_z \quad (3.48)$$

où $x_2 = v_{x_2} \tau_{sc}$, $y_2 = v_{y_2} \tau_{sc}$, $z_2 = v_{z_2} \tau_{sc}$.

Pour une $n^{ième}$ diffusion ayant lieu à l'instant $t_n = (n-1)\tau_{sc}$, la position de l'atome sera

$$\mathbf{r}_n = (x_1 + x_2 + \dots + x_n) \mathbf{e}_x + (y_1 + y_2 + \dots + y_n) \mathbf{e}_y + (z_1 + z_2 + \dots + z_n) \mathbf{e}_z \quad (3.49)$$

où $x_n = v_{x_n} \tau_{sc}$, $y_n = v_{y_n} \tau_{sc}$, $z_n = v_{z_n} \tau_{sc}$, avec $v_{x_n} = v_{x_{n-1}} + v_{x_{rec}}^{(n)}$, $v_{y_n} = v_{y_{n-1}} + v_{y_{rec}}^{(n)}$, $v_{z_n} = v_{z_{n-1}} + v_{z_{rec}}^{(n)}$, et $\sqrt{(v_{x_{rec}}^{(n)})^2 + (v_{y_{rec}}^{(n)})^2 + (v_{z_{rec}}^{(n)})^2} = v_{rec} = \hbar k / m$.

La distance $d^{(n)}$, séparant la position des atomes à la $n^{ième}$ diffusion et leur position initiale dans un intervalle de temps donné, est un processus stochastique qui vérifie la propriété de Markov, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas des distances parcourues dans des intervalles de temps précédents (absence de mémoire). De ce fait, la distribution d'un grand nombre d'atomes suit une loi de probabilité de Poisson par rapport à la distance qu'ils se sont éloignés de leur position initiale (d) :

$$p(k) = \frac{d^k e^{-d}}{k!} \quad (3.50)$$

caractérisée par le paramètre λ , et où k est un nombre entier positif, qui dans ce cas est normalisé par rapport à la plus grande distance parcourue par les atomes. La probabilité de trouver les atomes à une position donnée est maximale pour la position d , et son écart type vaut \sqrt{d} . La figure 3.34 montre la distribution de 5000 atomes en fonction de la distance qu'ils se sont éloignés par rapport à leur position initiale. Dans cette figure, les propriétés de moyenne et d'écart type sont bien vérifiées.

Expérimentalement, nous disposons de 2 paramètres pour calculer l'éloignement final des atomes d : le taux de diffusion de photons Γ_T^{sc} , et le temps d'imagerie t_{im} . En augmentant l'un ou l'autre, le nombre total de diffusions, et donc de changements aléatoires de la direction du mouvement des atomes, augmente aussi. À priori ces deux paramètres semblent affecter de la même manière le déplacement des atomes. Cependant, la figure 3.35 montre que ce n'est pas le cas. Alors que d semble augmenter comme $\sqrt{\Gamma_T^{sc}}$, cette proportionnalité n'est pas vraie pour t_{im} . En effet, à t_{im} fixe, plus Γ_T^{sc} est élevé, plus il sera fréquent que les atomes subissent des changements aléatoires dans leur direction de mouvement, ayant moins de temps pour se déplacer dans une direction donnée. D'un autre côté, si Γ_T^{sc} est relativement élevé et constant, plus t_{im} sera grand, plus le nombre total de diffusions sera grand, mais le temps élevé entre deux diffusions permettra aux atomes de se déplacer sur de longues distances avant de subir une nouvelle diffusion.

D'un autre côté, nous pouvons comparer l'ordre de grandeur de d avec les dimensions du réseaux optique, de distance entre sites voisins égale à $\lambda_{1064}/2 = 532$ nm. Nous pouvons remarquer que, même pour de très faibles valeurs de Γ_T^{sc} et t_{im} , d a des valeurs déjà au dessus de $\lambda_{1064}/2$. Ceci signifierait que les atomes bougeraient considérablement dans le réseau optique depuis les premiers instants de l'imagerie. Dans une telle situation, nous ne serions pas en mesure de les détecter.

Ce modèle de marches aléatoires est cependant incomplet. En effet, nous n'avons pas considéré les effets du refroidissement sub-Doppler induit lorsque le désaccord de la lumière est $\Delta \neq 0$. L'énergie apportée au système par la diffusion de photons devrait être plus ou moins compensée par la dissipation énergétique due aux forces de type frottement que subissent les atomes. De plus, d'après WINELAND et collab. [1992] et WINOTO et collab. [1999], le refroidissement sub-Doppler serait encore plus efficace lorsque les atomes sont confinés dans un potentiel, comme celui d'un réseau optique. La connaissance quantitative de l'effet de Γ_T^{sc} et de t_{im} nous permet néanmoins d'être conscients des grands déplacements que subissent les atomes, suite à la diffusion de photons.

Par manque de temps, les effets du refroidissement sub-Doppler sur les atomes piégés dans le réseau optique ne seront pas traités dans ce manuscrit. Des études postérieures devront être faites à ce sujet au sein de l'équipe AUFRONS, compte tenue de leur importance pour l'optimisation de l'efficacité de notre système de détection.

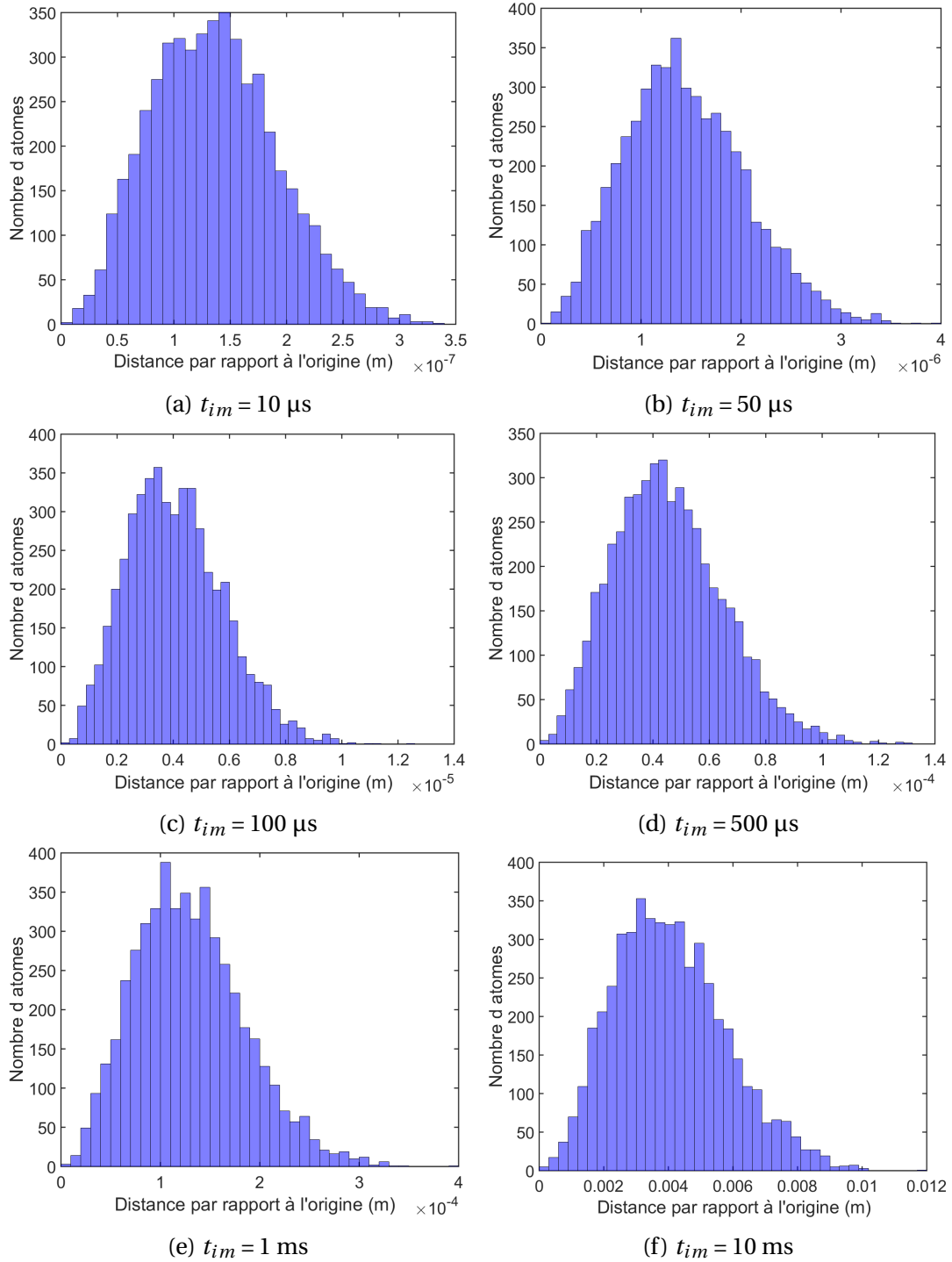


FIGURE 3.34 – 5000 atomes distribués selon leur position finale au bout de différents temps d'imagerie t_{im} , pour un taux de diffusion constant $I_T^{sc} = 1.7 \times 10^6$ photons/seconde, qui correspondent dans notre système à une intensité $I = 0.1 I_{sat}$ et à résonance, i.e. $\Delta = 0$.

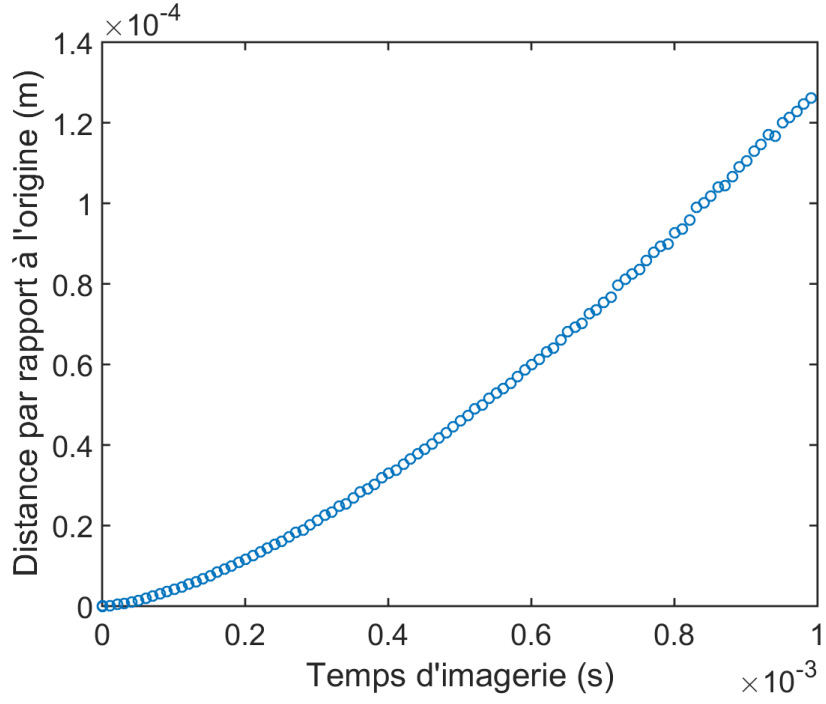
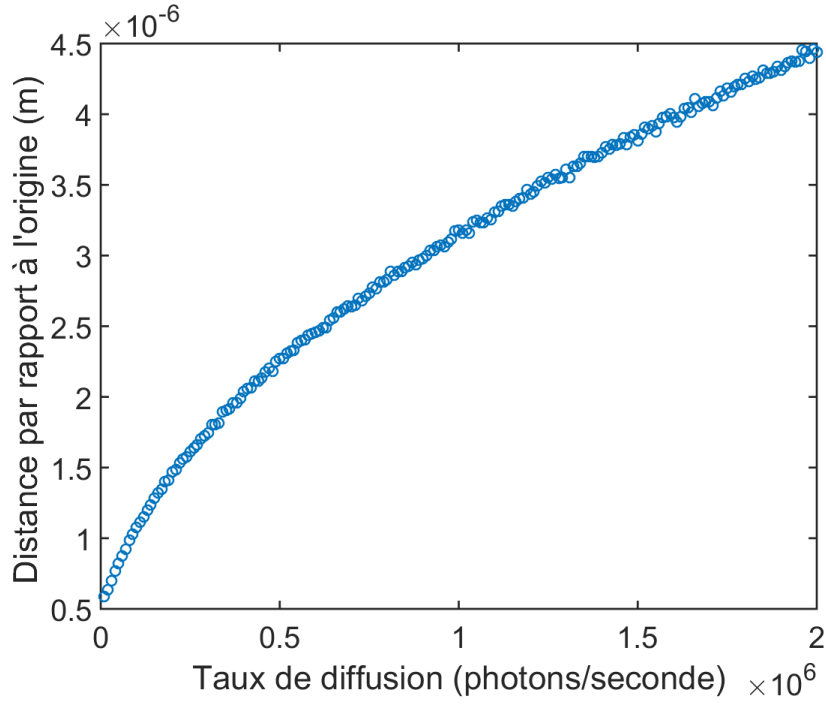

 (a) d vs t_{im}

 (b) d vs I_T^{sc}

FIGURE 3.35 – La proportionnalité avec laquelle la distance finale des atomes d augmente par rapport à t_{im} et I_T^{sc} n'est pas la même. Les données de la figure 3.35a ont été prises à un taux de diffusion constant $I_T^{sc} = 1.7 \times 10^6$ photons/seconde, alors que celles de la figure 3.35b pour un temps d'imagerie constant $t_{im} = 100 \mu s$.

3.5.3 Stabilité des réseaux optiques

La stabilité du réseau optique est une question cruciale pour détecter et identifier correctement les sites d'appartenance des atomes. La variation de la position des sites du réseau, due à des fluctuations de fréquence des lasers ou à la vibration des miroirs, engendre le mouvement des atomes qui y sont piégés. Si elle devient non négligeable devant la distance entre deux sites voisins, cela pourrait rendre compliqué, voire impossible, l'identification des sites du réseau lors de l'analyse d'images prises de façon consécutive. De plus, l'instabilité relative des réseaux optiques à 1064 nm et 1530 nm pourrait induire des variations aléatoires non déterminables de la fréquence de résonance nécessaire pour l'activation des sites. Pour rendre ces variations de position suffisamment faibles, nous proposons l'utilisation d'une cavité optique pour stabiliser la fréquence des lasers 1064 nm et 1530 nm. Cette section vise à justifier ce choix, ainsi qu'à estimer l'amplitude des déplacement des sites, ce qui nous donnera une idée des performances requises par la cavité optique.

Avant d'aborder le problème, il faut faire une brève introduction aux cavités optiques. Une cavité optique est un arrangement de miroirs qui permet à la lumière de faire plusieurs aller-retour entre les miroirs, c'est-à-dire de résonner si la longueur d'onde de la lumière λ permet la construction de l'onde intra-cavité (interférence constructive). Dans sa conception la plus simple, une cavité optique est constituée de deux miroirs plans positionnés face à face : c'est le cas de l'interféromètre de Fabry-Pérot. Des ondes stationnaires sont ainsi formées dans la cavité par les interférences des faisceaux rétro-réfléchis. C'est cette configuration que nous allons étudier dans la suite.

Pour que la lumière soit résonante dans une cavité optique, seulement certaines valeurs de la longueur d'onde peuvent se propager à son intérieur. Les ondes associées sont appelées *modes de la cavité* et peuvent être de deux types : longitudinaux et transversaux. La condition de résonance longitudinale associe la longueur de la cavité L et la longueur d'onde de la lumière λ

$$N\lambda = 2L \quad (3.51)$$

où N est un nombre entier. Le premier mode longitudinale est ainsi obtenu pour $N=1$, ce qui donne $L = \lambda/2$. Le nombre des nœuds qui se forment dans la cavité est égal à $N+1$. Pour le premier mode il y a donc deux nœuds : un sur la surface de chaque miroir.

Pour stabiliser nos lasers, nous allons utiliser une cavité optique dont la longueur L est équivalente à la distance qui sépare les atomes du prisme de rétro-réflexion. Nous expliquons ce choix dans le paragraphe suivant.

Lorsqu'un faisceau laser est rétro-réfléchi par un miroir, il génère une onde stationnaire dont la position des nœuds dépend de la longueur d'onde à l'exception du premier qui se situe sur le miroir de rétro-réflexion. En ce sens, le miroir peut être considéré comme une référence de phase. Dans notre expérience le problème vient du fait que cette référence de phase est situé à l'extérieur de l'enceinte à vide et donc loin des atomes. En asservissant les lasers sur une cavité d'une longueur égale à la distance entre le miroir de rétro-réflexion et les atomes, nous transférons le plan de référence de phase au centre de l'enceinte. Comme nous le montrons dans la suite, cela est crucial pour se prémunir des bruits de vibration.

Considérons que les lasers sont asservis sur la cavité dont l'un des miroirs reste fixe et l'autre se déplace d'une distance ΔL . Pour que la lumière reste résonante avec le premier mode de la cavité, il faut que la longueur d'onde de celle-ci change d'une valeur

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta L}{N} \quad (3.52)$$

Ceci peut se traduire par un déplacement de tous les nœuds de l'onde stationnaire. Pour le $n^{ième}$ nœud, le déplacement est donné par

$$\Delta L_N^{(n)} = \frac{N-n}{N} \times \Delta L \quad (3.53)$$

$\Delta L^{(n)}$ est d'autant plus petit que l'indice du nœud est grand, donc lorsqu'il est proche du miroir figé, ce qui est cohérent puisque le nœud sur le miroir figé ne se déplace pas.

Une représentation graphique des déplacements pour des nombres de nœuds différents est montrée dans la figure 3.36.

Pour déterminer la valeur de n , il suffit de calculer le nombre de nœuds contenus dans un espace de longueur d , qui est égale à

$$n = \frac{d}{\lambda/2} \quad (3.54)$$

En utilisant les équations 3.51, 3.53 et 3.54, il est possible d'exprimer la distance de déplacement du $n^{ième}$ nœud en fonction de sa distance au miroir d , de la longueur de la cavité L et du déplacement du miroir ΔL

$$\Delta L_L^{(d)} = \frac{L-d}{L} \times \Delta L \quad (3.55)$$

Nous remarquons que lorsque $L = d$ le déplacement est nul, ce qui correspond bien à la distance à laquelle se trouve le nœud qui est sur le miroir figé.

En utilisant une cavité de longueur L équivalente à la distance entre le prisme de rétro-réflexion des réseaux optiques et le centre du nuage atomique, nous créons une référence de phase des deux lasers, qui sera placée sur le miroir de la cavité qui se déplace.

Une telle situation est aussi équivalente à la création d'un deuxième prisme "virtuel", qui serait placé à une distance L du prisme de rétro-réflexion, c'est-à-dire à la même position que le nuage d'atomes. Le déplacement du miroir de la cavité reviendrait donc à un déplacement de ce prisme virtuel. Comme $\Delta L_L^{(d)}$ est indépendant de la longueur d'onde, les deux réseaux optiques se déplaceraient de la même distance, gardant donc la phase relative entre eux. Ceci est très important car de cette manière nous serons sûrs que la fréquence de résonance des sites reste inchangée, même si les réseaux optiques se déplacent. De plus, si ces déplacements sont suffisamment petits, le déplacement spatial des sites du réseau où se trouvent les atomes sera négligeable.

Il existe alors deux cas de figure possibles.

Dans le premier, c'est le prisme de rétro-réflexion qui se déplace. Dans ce cas, le prisme virtuel se déplace aussi, ayant comme résultat une translation d'une distance ΔL des sites des réseaux optiques.

Dans le deuxième cas, c'est le miroir d'asservissement de la cavité qui se déplace. Dans ce cas, en plus de la translation, la périodicité des sites est modifiée d'une valeur $\Delta\lambda$. Nous allons maintenant estimer ces deux grandeurs pour notre expérience. Le miroir d'asservissement d'une cavité optique de moyennes performances se déplace en général sur des distances bien inférieures à $1 \mu\text{m}$. Dans le pire des cas, la distance de translation des sites du réseau optique sera donc $\Delta L \approx 1 \mu\text{m}$. Cela pourrait sembler important comparé à la distance entre deux sites voisins (532 nm), mais il ne faut pas oublier que seulement un site sur cinq est activé, et que nous savons lequel si nous prenons garde de maintenir la

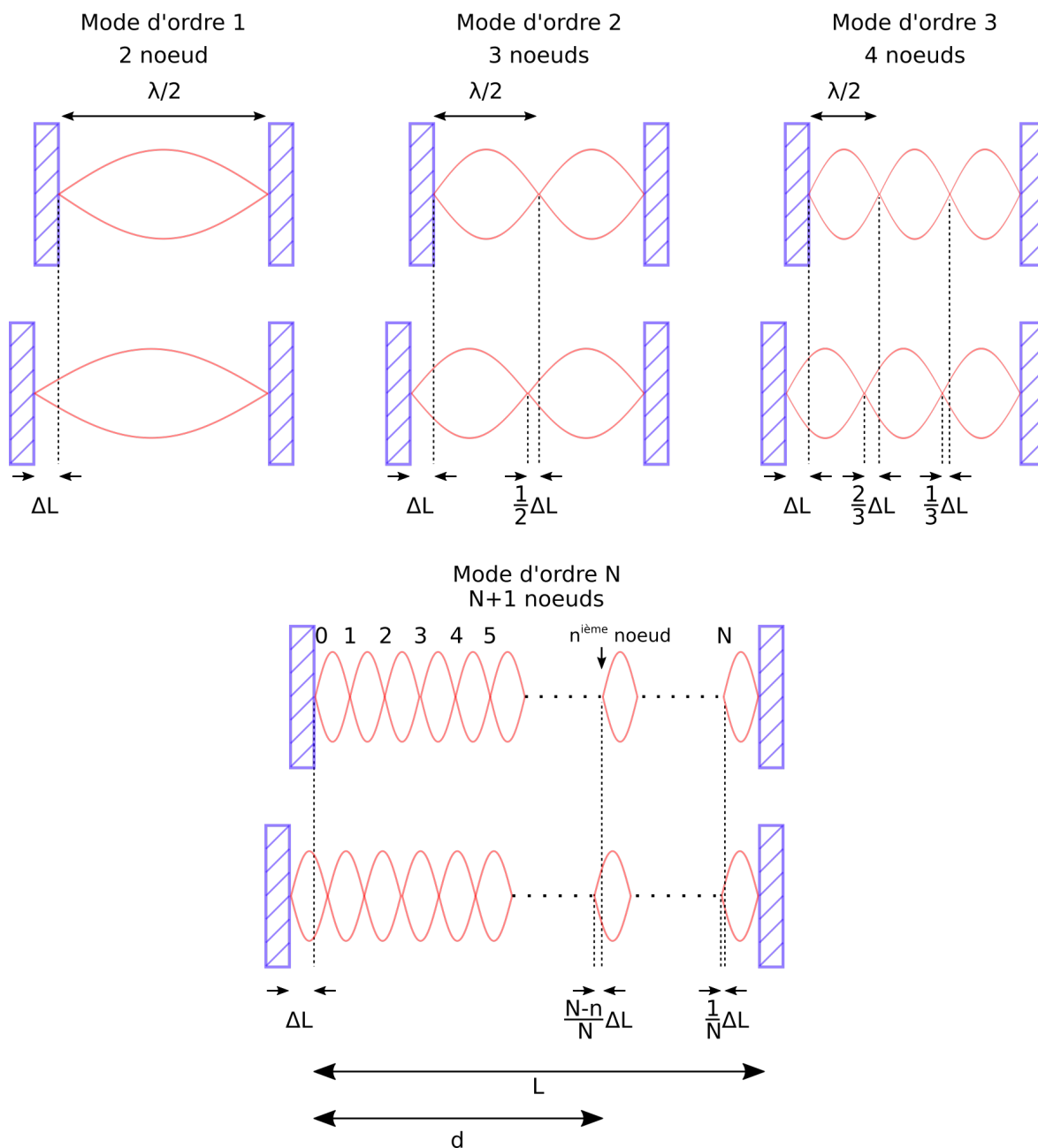


FIGURE 3.36 – Proportion des déplacements des différents nœuds d'une onde stationnaire dans une cavité optique de longueur L , lorsque l'un des miroirs se déplace d'une distance ΔL . Le premier nœud le plus proche du miroir se déplace de la même distance que celui-ci. Tous les autres nœuds se déplacent d'une distance d'autant plus courte que le nombre de nœuds total N dans la cavité est grand et que leur distance au miroir qui est figé est courte.

relation de phase des réseaux. Quant au changement de la périodicité, d'après les équations 3.51 et 3.52, $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta L}{L}$. Dans notre montage, la distance L , qui équivaut à la distance atomes-prisme, est 15 cm. Si nous considérons $\Delta L = 1 \mu\text{m}$, alors $\Delta\lambda = 3.5 \times 10^{-12} \text{ m}$, soit près d'un millièème de nanomètre. Ces variations de périodicité peuvent donc être négligées, compte tenu que la périodicité du réseau optique à 1064 nm est de 532 nm.

Pour résumer, notre proposition d'asservir fréquemment les deux lasers sur une cavité optique, améliorera la stabilité de la phase relative entre les faisceaux, et donc la fréquence de résonance de chaque site. Le changement de périodicité dû à l'adaptation de la longueur d'onde aux modes de la cavité sera négligeable. Enfin, nous pourrions toujours identifier les sites du réseau, même si l'amplitude de vibration du prisme est aussi grande que $1 \mu\text{m}$.

3.5.4 Localisation des sites du réseau optique

Dans les paragraphes précédents, nous avons évalué les différents paramètres pouvant affecter l'efficacité du système de détection, que nous utiliserons pour imager et identifier indépendamment deux sites voisins du réseau optique, séparés d'une distance inférieure à la limite de diffraction.

Dans ce paragraphe, nous allons simuler et comparer des images prises par notre système de détection, avec et sans l'utilisation de la technique de super-résolution que nous mettrons en place. Pour ces simulations, nous allons considérer des conditions idéales pour les paramètres discutés préalablement, qui concernent :

- un objectif ayant le pouvoir de résolution approprié pour résoudre deux séries de cinq sites périodiques, séparés de 2660 nm,
- un rapport signal à bruit suffisamment élevé, permettant de pointer le centre des distributions de chaque site activé,
- de faibles déplacements des atomes produits par la diffusion de photons, lorsqu'ils sont comparés à la distance entre deux sites voisins,
- une stabilité spatiale relative entre les deux réseaux optiques, qui soit suffisante pour permettre de négliger la variation de la fréquence de résonance des sites.

Comme nous l'avons vu, ces contraintes expérimentales sont à portée de nos moyens techniques, les images simulées ici devront donc être proches de ce que nous obtiendrons finalement en utilisant notre système super-résolu.

La figure 3.37 correspond à une image prise sans avoir induit le déplacement lumineux différentiel dans les états de la transition cyclante du rubidium 87. Tous les sites du réseau sont activés simultanément. Dans cette situation, il est impossible de les identifier indépendamment dans le plan image. Dans la figure 3.38, le déplacement lumineux différentiel a été induit, mais l'angle α entre les faisceaux laser à 1064 nm et à 1530 nm est nul. Les sites peuvent être sélectivement activés, mais pas de façon périodique ni reproductible. Certains sites peuvent donc subir des activations résiduelles suffisamment importantes pour nuire à l'identification des sites visés. La figure 3.39 correspond à des images simulées en utilisant le déplacement lumineux différentiel, avec un angle $\alpha = 6.5^\circ$ entre les deux faisceaux, et avec une phase relative $\phi = 3\pi/4$. Dans ces images, il est possible d'identifier les sites activés. Finalement, la figure 3.40 permet de visualiser l'identification indépendante des sites voisins, et ce malgré le fait qu'ils soient séparés de 532 nm, et donc sous la limite de diffraction de notre objectif. Cette dernière image valide donc le principe de notre méthode de super-résolution, qui nous permettra de détecter

des atomes piégés dans les sites voisins d'un réseau optique, dont le pas est inférieur à la limite de diffraction.

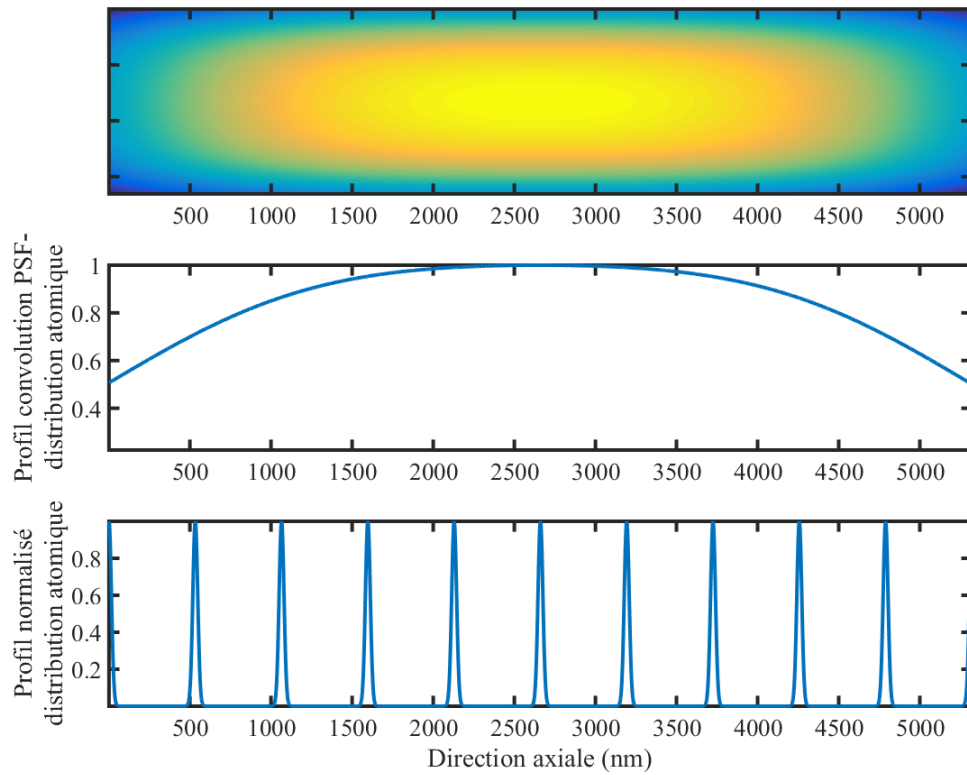


FIGURE 3.37 – Image dans le plan image de l'objectif, sans avoir mis en place le déplacement lumineux différentiel. Tous les sites du réseau optique sont activés simultanément, comme le montre la figure du bas, qui correspond à la représentation de la source de lumière générée par la distribution atomique à $1\ \mu\text{K}$ sur 11 sites du réseau optique unidimensionnel. Tous les sites ont été considérés comme remplis avec le même nombre d'atomes, donc ils diffusent de la lumière avec le même taux. Pour des raisons de simplification, le taux de diffusion de chaque site a été estimé en considérant la résonance à partir du fond des puits, c'est-à-dire, en négligeant la largeur spectrale de la distribution atomique sur chaque site. La figure du haut est le résultat de la convolution de la source de lumière avec la PSF de l'objectif. L'image étant limitée par la diffraction, il n'est pas possible d'identifier les sites individuellement. La figure du milieu montre le profil d'intensité de cette convolution.

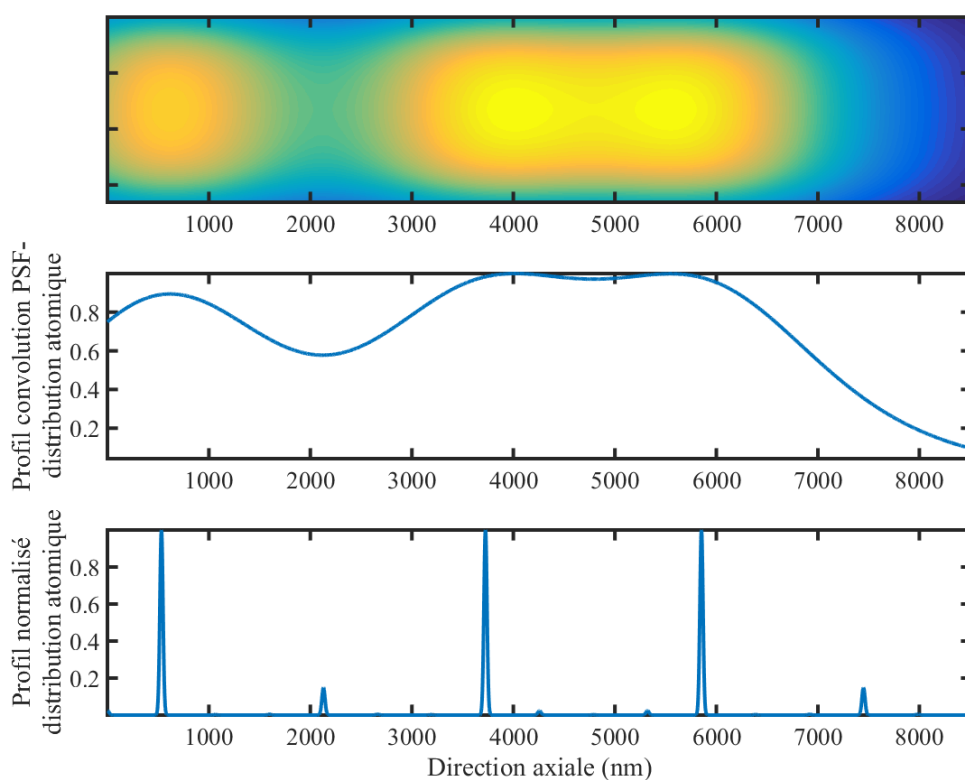
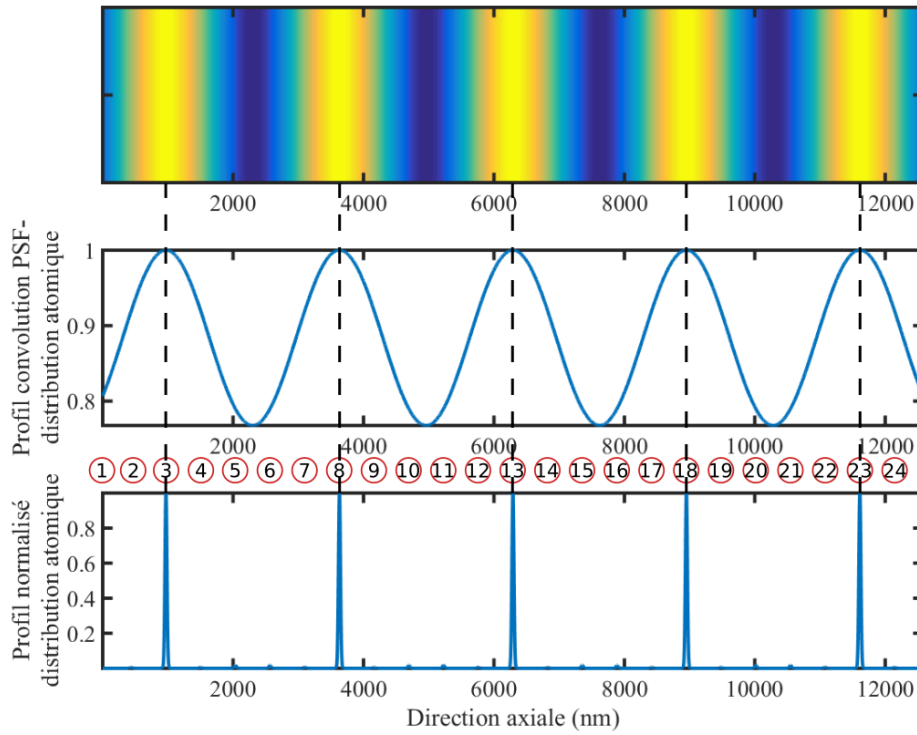
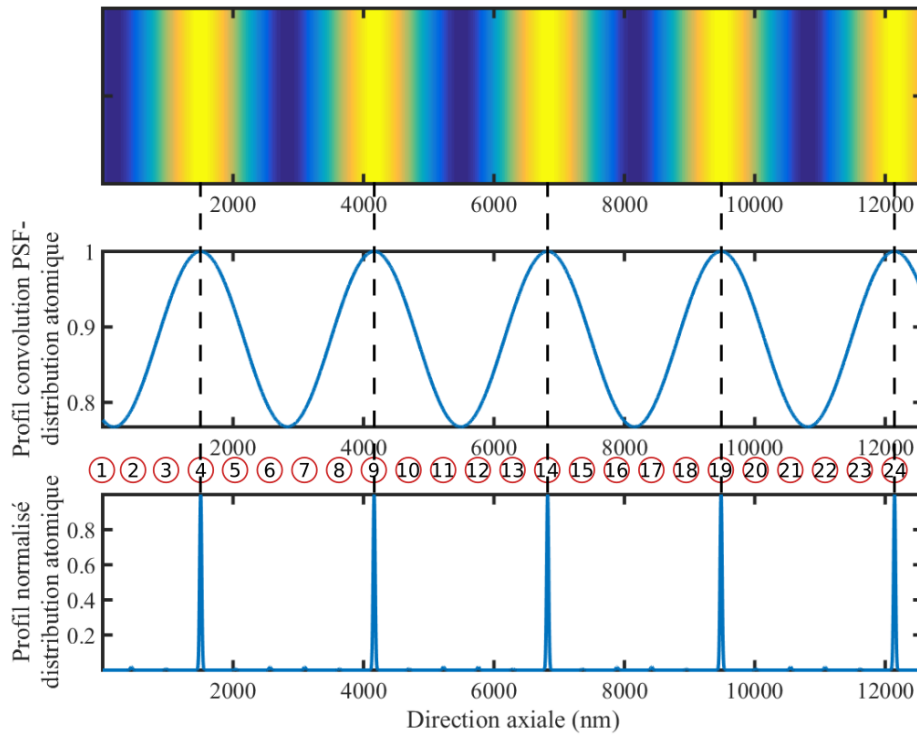


FIGURE 3.38 – Image dans le plan image de l’objectif, en ayant mis en place le déplacement lumineux différentiel, mais sans induire d’angle entre les réseaux optiques à 1064 nm et à 1530 nm. De ce fait, les sites activés ne sont pas espacés périodiquement, et certaines activations résiduelles apparaissent. Il est possible de pointer la position de certains sites, mais l’irrégularité avec laquelle ils sont activés, empêche d’avoir des résultats reproductibles. Certains sites simultanément activés et étant suffisamment proches sont d’ailleurs non-identifiables.



(a) Sites 3, 8, 13, 18 et 23.



(b) Sites 4, 9, 14, 19 et 24.

FIGURE 3.39 – Activation sélective des sites du réseau optique, via le déplacement lumineux différentiel. Les sites activés dans la figure 3.39a sont voisins de ceux activés dans la figure 3.39b. Les figures supérieures montrent les images qui seraient formées dans le plan image de l'objectif, par la convolution de la distribution atomique, montrée dans les figures inférieures, et la PSF de l'objectif, de résolution $2.3 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. L'activation est périodique, avec une périodicité de 5 sites dans les deux cas, qui est induite par l'angle $\alpha = 6.5^\circ$ entre les réseaux optiques, et par la phase relative $\phi = 3\pi/4$ entre eux. Les images centrales correspondent au profil d'intensité normalisée du produit de convolution, dans lequel il est possible d'identifier la position des sites activés.

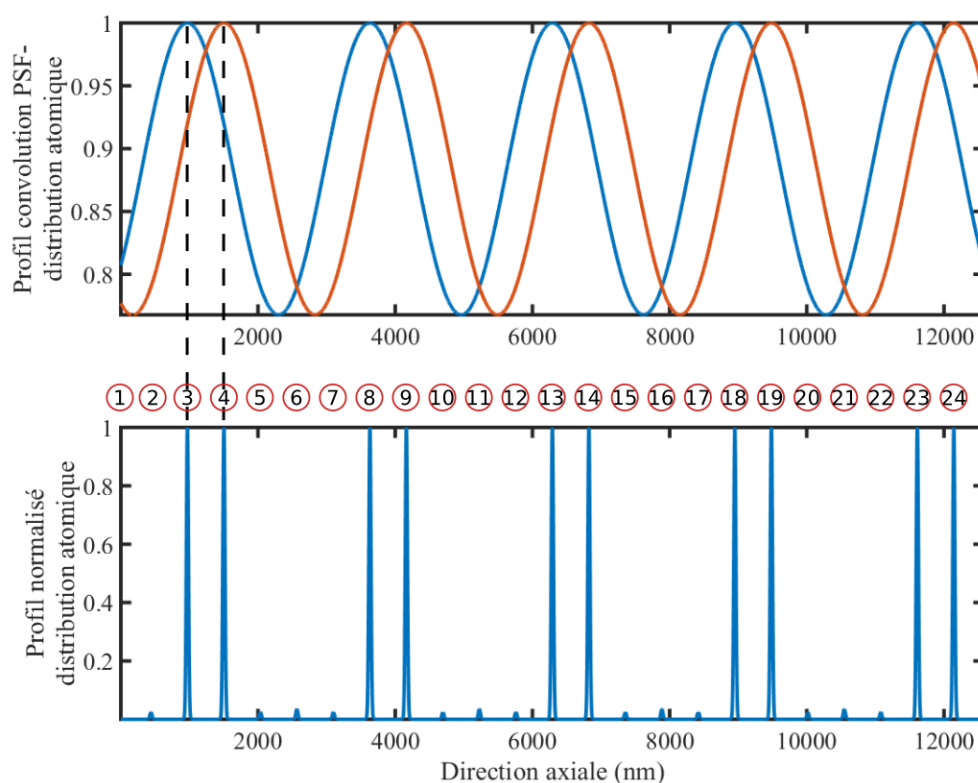


FIGURE 3.40 – Identification des sites voisins du réseau optique. L'image supérieure montre qu'en superposant les profils des produits de convolution des deux images de la figure 3.39, il est possible de différencier le maximum de chacune, et d'en déduire la position des sites. La figure inférieure montre le profil de la distribution atomique correspondant à deux sites voisins activés. Cette même démarche peut être appliquée pour identifier un nombre arbitraire de sites voisins, compte tenu du fait qu'ils sont tous espacés par la même distance.

3.6 Conclusions et perspectives

Ce chapitre avait pour objectif de justifier l'implémentation, dans l'expérience AU-FRONS, d'une technique d'imagerie à super-résolution, utilisée pour détecter des atomes piégés dans un réseau optique dont le pas est inférieur à la limite de diffraction. Il avait aussi pour but de proposer un montage expérimental adapté à l'utilisation de cette technique, ainsi que de prévoir ses performances.

Nous avons commencé le chapitre en introduisant la notion de la diffraction de la lumière, comme étant le facteur limitant pour obtenir des détails de plus en plus petit sur une image. Nous avons vu que les techniques de super-résolution, développées originellement pour la biophysique, ont permis de résoudre des objets aussi petits que quelques dizaines de nanomètres. Nous avons alors discuté de la possibilité d'utiliser, dans le domaine des atomes froids, une technique d'imagerie basée sur le même principe que celles à super-résolution, en utilisant l'effet Stark pour induire un déplacement lumineux différentiel dans les états de la transition d'imagerie cyclante du rubidium 87. Ce déplacement lumineux différentiel nous permettrait de choisir, de façon sélective, quels sites du réseau sont activés pour une image donnée, via la création d'une dépendance spatiale de leur fréquence de résonance, produite lorsque les états de la transition d'imagerie sont modulés avec des périodicités différentes. En tenant compte de la structure électronique du rubidium 87, nous avons alors proposé l'utilisation de deux lasers de longueurs d'onde 1064 nm et 1530 nm, pour générer le déplacement lumineux différentiel. Suite à la présentation des différents mécanismes intervenant dans la structure électronique du rubidium, qui nous permettront d'activer sélectivement les sites du réseau optique, nous avons réalisé une analyse quantitative de cet effet, qui nous a permis de confirmer sa faisabilité avec les moyens techniques dont nous disposons. Nous avons alors considéré l'effet que certains paramètres, tels que la périodicité des sites activés, la phase relative entre les faisceaux, ou l'extension spatiale du nuage d'atomes, pouvaient avoir sur la performance de notre système de détection. Nous avons notamment proposé d'induire un angle $\alpha = 6.5$ entre les faisceaux des deux lasers, pour générer un rapport de proportionnalité simple entre les deux périodicités, pouvant ainsi simplifier l'analyse des images prises. Également, nous avons proposé d'utiliser une phase $\phi = 3\pi/4$ pour tirer profit des symétries existantes dans les réseaux optiques, et ainsi simplifier encore plus nos moyens d'analyse. Pour être en mesure d'imager l'intégralité de la distribution atomique sur un site du réseau, nous avons mis en évidence le besoin de balayer la fréquence de résonance d'une valeur $\delta\omega$, correspondante à la largeur spectrale de la distribution atomique.

Nous avons alors proposé un montage expérimental, et vérifié que ses composants satisfassent ces considérations. Nous nous sommes notamment assurés que l'objectif optique ait un pouvoir de résolution suffisant, et que la caméra EMCCD ait des niveaux de bruit acceptables. D'un autre côté, le banc optique que nous avons proposé permettra la génération du réseau optique et du piège dipolaire à partir du même laser. Il permettra également la génération, de façon reproductible, de l'angle α , ainsi que l'adaptation des caractéristiques des faisceaux laser, telle que taille et puissance, pour générer convenablement le déplacement lumineux différentiel.

Dans la dernière section, nous avons fait quelques prévisions sur les performances du système. Nous avons notamment calculé le rapport signal à bruit attendu dans nos images, dans une plage de paramètres expérimentaux qui nous permettront de mieux l'ajuster en fonction du besoin. Nous avons également calculé le déplacement des atomes suite à la diffusion de photons, ce qui pourrait s'avérer problématique car les atomes se déplacent des grandes distances pendant le temps d'imagerie. Notre modèle simpliste

n'intégrait pas le refroidissement sub-Doppler qui devrait s'avérer très important. Pour étendre cette technique d'imagerie au potassium 40, il faudra prendre en compte que sa masse est presque la moitié de celle du rubidium, et donc que les effets dus à la diffusion de photons seront à priori plus importants que ceux mis en évidence dans cette thèse. Nous avons aussi estimé le déplacement relatif des réseaux optiques dû à des variations dans la fréquence des laser ou à des vibrations mécaniques. Pour cela nous avons proposé un asservissement en fréquence, en se servant d'une cavité optique ayant la même longueur que celle séparant les atomes et le miroir de rétro-réflexion du laser à 1064 nm. Cet asservissement stabilise la phase relative des réseaux au centre de l'enceinte à vide, c'est à dire dans la région où se trouvent les atomes. Dernièrement, nous avons prouvé la viabilité théorique de notre technique d'imagerie, en simulant des images prises avec cette technique. A partir de ces images, nous avons reconstruit une image super-résolue dans laquelle nous pouvons identifier indépendamment deux sites voisins du réseau optique.

Pour conclure, ce chapitre nous a permis de valider, avec une approche théorique, la faisabilité de notre système de détection. Ses performances réelles devront néanmoins être testées de façon expérimentale.

3.7 Références

- ARORA, B., M. S. SAFRONOVA et C. W. CLARK. 2007, «Magic wavelengths for the np - ns transitions in alkali-metal atoms», *Phys. Rev. A*, vol. 76, doi :10.1103/PhysRevA.76.052509, p. 052 509. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.052509>. 123
- BAKR, W. S., J. I. GILLEN, A. PENG, S. FÖLLING et M. GREINER. 2009, «A quantum gas microscope for detecting single atoms in a hubbard-regime optical lattice», *Nature*, vol. 462, n° 7269, p. 74–77. 114
- BAKR, W. S., A. PENG, M. E. TAI, R. MA, J. SIMON, J. I. GILLEN, S. FOELLING, L. POLLET et M. GREINER. 2010, «Probing the superfluid-to-mott insulator transition at the single-atom level», *Science*, vol. 329, n° 5991, p. 547–550. 114
- BENNIE, L., P. STARKEY, M. JASPERSE, C. BILLINGTON, R. ANDERSON et L. TURNER. 2013, «A versatile high resolution objective for imaging quantum gases», *Optics express*, vol. 21, n° 7, p. 9011–9016. 144
- BETZIG, E., G. H. PATTERSON, R. SOUGRAT, O. W. LINDWASSER, S. OLENYCH, J. S. BONIFACINO, M. W. DAVIDSON, J. LIPPINCOTT-SCHWARTZ et H. F. HESS. 2006, «Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution», *Science*, vol. 313, n° 5793, p. 1642–1645. 113
- CLÉMENT, J. F. thèse de doctorat. 123
- DALIBARD, J. et C. COHEN-TANNOUDJI. 1985, «Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited», *JOSA B*, vol. 2, n° 11, p. 1707–1720.
- EDGE, G. J. A., R. ANDERSON, D. JERVIS, D. C. MCKAY, R. DAY, S. TROTZKY et J. H. THY-WISSEN. 2015, «Imaging and addressing of individual fermionic atoms in an optical lattice», *arXiv preprint arXiv :1510.04744*. 114

- GRIMM, R., M. WEIDEMÜLLER et Y. B. OVCHINNIKOV. 2000, «Optical dipole traps for neutral atoms», *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, vol. 42, p. 95–170. 117, 119
- HALLER, E., J. HUDSON, A. KELLY, D. A. COTTA, B. PEAUDECERF, G. D. BRUCE et S. KUHR. 2015, «Single-atom imaging of fermions in a quantum-gas microscope», *arXiv preprint arXiv:1503.02005*. 114
- HELL, S. W. 2007, «Far-field optical nanoscopy», *science*, vol. 316, n° 5828, p. 1153–1158. 113
- HELL, S. W. et M. KROUG. 1995, «Ground-state-depletion fluorescence microscopy : A concept for breaking the diffraction resolution limit», *Applied Physics B*, vol. 60, n° 5, p. 495–497. 112
- HELL, S. W. et J. WICHMANN. 1994, «Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission : stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy», *Optics letters*, vol. 19, n° 11, p. 780–782. 112
- HESS, S. T., T. P. GIRIRAJAN et M. D. MASON. 2006, «Ultra-high resolution imaging by fluorescence photoactivation localization microscopy», *Biophysical journal*, vol. 91, n° 11, p. 4258–4272. 113
- MAXWELL F. PARSONS, A. M. C. S. C. W. S. K. W.-B. S. B., FLORIAN HUBER et M. GREINER. 2015, «Site-resolved imaging of fermionic 6Li in an optical lattice greiner», *arXiv preprint arXiv:1504.04397v1*. 114
- OMRAN, A., M. BOLL, T. HILKER, K. KLEINLEIN, G. SALOMON, I. BLOCH et C. GROSS. 2015, «Microscopic observation of pauli blocking in degenerate fermionic lattice gases», *arXiv preprint arXiv:1510.04599*. 114
- PAWLEY, J. B. 2006, «Fundamental limits in confocal microscopy», dans *Handbook of biological confocal microscopy*, Springer, p. 20–42. 112
- RUST, M. J., M. BATES et X. ZHUANG. 2006, «Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy (storm)», *Nature methods*, vol. 3, n° 10, p. 793–796. 113
- SHERSON, J. F., C. WEITENBERG, M. ENDRES, M. CHENEAU, I. BLOCH et S. KUHR. 2010, «Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic mott insulator», *Nature*, vol. 467, n° 7311, p. 68–72. 114
- SIMON, J., W. S. BAKR, R. MA, M. E. TAI, P. M. PREISS et M. GREINER. 2011, «Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice», *Nature*, vol. 472, n° 7343, p. 307–312. 114
- STECK, D. A. 2001, «Rubidium 87 d line data», . 119, 124
- WILSON, T. et C. SHEPPARD. 1984, *Theory and practice of scanning optical microscopy*, vol. 180, Academic Press London. 112
- WINELAND, D. J., J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI. 1992, «Sisyphus cooling of a bound atom», *JOSA B*, vol. 9, n° 1, p. 32–42. 153

- WINOTO, S. L., M. T. DEPUE, N. E. BRAMALL et D. S. WEISS. 1999, «Laser cooling at high density in deep far-detuned optical lattices», *Physical Review A*, vol. 59, n° 1, p. R19. 153
- ZHANG, B., J. ZERUBIA et J.-C. OLIVO-MARIN. 2007, «Gaussian approximations of fluorescence microscope point-spread function models», *Applied Optics*, vol. 46, n° 10, p. 1819–1829. 115

Conclusions et perspectives

La première étape de la construction d'un simulateur quantique, basé sur le piégeage d'un mélange de bosons (^{87}Rb) et de fermions (^{40}K) ultrafroids dans des réseaux optiques bidimensionnels, a été accomplie durant cette thèse. Le but scientifique de l'expérience AUFRONS est l'étude de certaines propriétés des systèmes de la matière condensée, comme la conduction électrique et le magnétisme quantique. Ces propriétés sont présentes dans des systèmes décrits par le modèle d'Hubbard, tels que le gaz d'électrons à deux dimensions ou les systèmes présentant des points de Dirac, typiquement le graphène. Ce simulateur quantique nous permettra donc d'étudier ces systèmes, via l'utilisation des gaz quantiques dégénérés piégés dans des potentiels optiques périodiques.

En tant que premier doctorant sur cette expérience, mon travail s'est porté premièrement sur la conception, la modélisation, la construction et l'intégration des différents composants du montage expérimental pour refroidir le rubidium 87, mais en prévoyant sa future expansion pour le refroidissement du potassium 40. Les travaux que j'ai réalisés nous ont permis d'obtenir un piège magnéto-optique à trois dimensions, qui est chargé par un piège magnéto-optique à deux dimensions.

Afin de réaliser les expériences de simulation quantique, il est nécessaire tout d'abord de disposer d'un gaz dégénéré d'atomes ultrafroids. Pour ce faire, nous avons mis en place un piège conservatif hybride magnétique-optique, qui nous a permis de refroidir le nuage d'atomes jusqu'à des températures de l'ordre de 50 nK. Même si jusqu'à présent nous n'avons pas observé de fraction condensée, la capacité d'atteindre de telles températures, ajouté au grand nombre d'atomes qui peut être chargé dans ce piège, sont des résultats prometteurs et encourageants. Compte tenu de cela, nous pensons pouvoir attendre le régime de dégénérescence, une fois que les problèmes d'ordre technique que nous avons rencontrés seront résolus.

L'orientation de l'expérience vers une génération en champ proche des réseaux optiques, nous a imposé des contraintes particulières pour le système d'imagerie. En effet, pour accéder aux corrélations locales entre les atomes, il faut être capable de les détecter dans des sites individuels du réseau optique. Le pouvoir de résolution qui est nécessaire dépend donc de la distance entre les sites voisins. Pour un réseau optique généré en champ lointain c'est $\lambda/2$, typiquement de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Les réseaux optiques en champ proche qui seront générés dans notre expérience, requerront une augmentation du pouvoir de résolution, pouvant être jusqu'à un ordre de grandeur plus élevé que pour les réseaux générés en champ lointain. Avec les moyens conventionnels, c'est-à-dire, des objectifs optiques à grande ouverture numérique, et des distances de travail atomes-objectif réduites, atteindre de telles résolutions n'est pas possible à cause de la limitation fondamentale imposée par la diffraction de la lumière.

C'est pour cela que nous avons conçu et modélisé un système d'imagerie qui nous permettra de contourner cette limite. Ce système fonctionnera sur la base d'un principe innovant, qui est inspiré des techniques d'imagerie développées en biophysique, consistant à prendre des images contenant des sites du réseau activés de façon sélective, et à

reconstruire une image super-résolue à partir de cela, dans laquelle il est possible d'identifier individuellement des sites voisins.

Pour tester ce système d'imagerie, nous comptons l'utiliser dans un premier temps pour détecter des atomes piégés dans un réseau optique bidimensionnel de période 532 nm. Afin de prévoir ses performances et ses possibles limitations, j'ai réalisé une étude de faisabilité qui nous a permis d'évaluer les effets des différents paramètres expérimentaux. C'est ainsi que nous avons constaté l'importance de disposer d'un objectif à grande ouverture numérique, qui nous permette de résoudre les sites activés simultanément ; d'assurer la stabilité spatiale relative des réseaux optiques, chose qui sera faite via un asservissement en fréquence avec une cavité optique ; ou encore de minimiser le mouvement des atomes, qui est induit par la diffusion de photons lors de la détection. Cette étude a finalement mené à la validation de notre approche expérimentale, en simulant des images dans lesquelles il est possible d'identifier des sites voisins du réseau optique de test. Son implémentation expérimentale, déjà en cours, déterminera son efficacité réelle pour détecter des sites voisins individuellement.

Perspectives

Le simulateur quantique que nous sommes en train de construire a un grand potentiel, non seulement dans la simulation quantique, mais aussi pour étudier l'interaction entre les atomes et les surfaces qui seront utilisées pour générer les réseaux optiques en champ proche.

En effet, d'après des études qui sont actuellement en cours dans notre équipe, lorsque les atomes seront piégés dans ces réseaux optiques, la distance attendue les séparant de la surface est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. À cette échelle spatiale, la force de Casimir-Polder devrait avoir des effets non négligeables sur les atomes. De même, il sera intéressant de voir jusqu'à quel point les vibrations thermiques de la surface pourraient poser des problèmes pour le correct piégeage des atomes.

D'un autre côté, une des grandes limitations techniques, posant des barrières à l'étude des systèmes magnétiques avec des simulateurs quantiques à atomes froids, pourrait être surpassée si notre système d'imagerie est, comme nous l'envisageons, utilisable pour résoudre des sites individuels des réseaux optiques générés en champ proche.

À moyen terme, notre expérience sera utilisée pour tenter de donner une réponse à des questions importantes qui concernent le magnétisme quantique. Ainsi, grâce à la simplicité de la construction des surfaces lithographiées, il sera envisageable de produire des réseaux optiques ayant des géométries exotiques. Ceci nous permettra, par exemple, d'étudier le comportement des atomes piégés dans des réseaux optiques bidimensionnels triangulaires, ce qui pourrait nous donner de nouvelles perspectives sur notre compréhension des systèmes montrant des frustrations de spin. De la même manière, il sera envisageable de simuler des réseaux cristallins avec plus de réalisme, en ajoutant des impuretés dans les réseaux optiques.

La supraconductivité à haute température critique est depuis quelque temps le Saint Graal des physiciens de la matière condensée. Comme dernier point, mais définitivement non des moindres, mieux comprendre ses mécanismes pourrait être à portée avec la versatilité d'un simulateur quantique comme le nôtre.

Depuis quelques temps, les physiciens théoriciens de la matière condensée sont confrontés à un problème majeur : la puissance de calcul nécessaire pour simuler numériquement et étudier certains systèmes à N corps est insuffisante. Comme le contrôle et l'utilisation des systèmes d'atomes ultra-froids s'est développée de façon importante, principalement durant les deux dernières décennies, nous sommes peut-être en mesure de proposer une solution alternative : utiliser des atomes ultra-froids piégés dans des réseaux optiques en tant que simulateur quantique. En effet, la physique des électrons se déplaçant sur la structure cristalline d'un solide, ainsi que celle des atomes piégés dans des réseaux optiques, sont toutes les deux décrites par le même modèle de Fermi-Hubbard, qui est une représentation simplifiée du comportement des fermions sur un réseau périodique. Les simulateurs quantiques peuvent donc simuler des propriétés électriques des matériaux, telles que la conductivité ou le comportement isolant, et potentiellement aussi des propriétés magnétiques telles que l'ordre antiferromagnétique.

L'expérience AUFRONS, dans laquelle j'ai travaillé pendant mon doctorat, a pour but d'étudier la physique des fermions fortement corrélés, avec un simulateur quantique basé sur l'utilisation d'atomes ultra-froids de rubidium 87 et de potassium 40, piégés dans le potentiel nanostructuré des réseaux optiques bidimensionnels générés en champ proche. Pour détecter la distribution atomique à d'aussi courtes distances, nous sommes en train de développer une technique d'imagerie novatrice, qui nous permettra de contourner la limite de diffraction. Une fois fini, notre système d'imagerie pourrait potentiellement détecter et identifier des sites individuels du réseau optique sub-longueur d'onde.

Dans ce manuscrit, je présente le travail que j'ai réalisé pour la construction de l'expérience AUFRONS, ainsi que l'étude de faisabilité que j'ai faite pour la technique d'imagerie à super-résolution.

For some time now, theoretical physicists in condensed matter face a major problem : the computing power needed to numerically simulate and study some interacting many-body systems is insufficient. As the control and use of ultracold atomic systems has experimented a significant development in recent years, an alternative to this problem is to use cold atoms trapped in optical lattices as a quantum simulator. Indeed, the physics of electrons moving on a crystalline structure of a solid, and the one of trapped atoms in optical lattices are both described by the same model, the Fermi-Hubbard model, which is a simplified representation of fermions moving on a periodic lattice. The quantum simulators can thus reproduce the electrical properties of materials such as conductivity or insulating behavior, and potentially also the magnetic ones such as antiferromagnetism.

The AUFRONS experiment, in which I worked during my PhD, aims at building a quantum simulator based on cooled atoms of ^{87}Rb and ^{40}K trapped in near field nanostructured optical potentials. In order to detect the atom distribution at such small distances, we are developing an innovative imaging technique for getting around the diffraction limit. This system could potentially allow us to detect single-site trapped atoms in a sub-wavelength lattice.

In this thesis, I introduce the work I have done for building the AUFRONS experiment, as well as the feasibility study that I did for the super-resolution imaging technique.
